



# Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif

François Andrieu

## ► To cite this version:

François Andrieu. Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Saclay (COMUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS178 . tel-01328824

**HAL Id: tel-01328824**

**<https://theses.hal.science/tel-01328824>**

Submitted on 8 Jun 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,  
préparée à l'Université Paris Sud

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Smemag | Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité de doctorat : Structure et évolution de la Terre et des autres planètes

Par

**M. François Andrieu**

Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale :  
inversion du transfert radiatif

**Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 décembre 2015**

**Composition du Jury :**

M. Éric Chassefière	Directeur de recherche, CNRS	Président du jury
M. Emmanuel Lellouch	Astronome, Observatoire de Paris LESIA/CNRS	Rapporteur
Mme Cécile Ferrari	Professeure, Université Paris Diderot-Paris 7	Rapporteur
M. Yves Langevin	Directeur de recherche, CNRS	Examineur
M. Xavier Briottet	Professeur, ONERA-DOTA/ISAE	Examineur
M. Karri Muinonen	Professeur, University of Helsinki	Examineur
M. Frédéric Schmidt	Maître de conférences, Université Paris-Sud	Directeur de thèse
M. Bernard Schmitt	Directeur de recherche, CNRS	Invité
M. Sylvain Douté	Chargé de recherche, CNRS	Invité

**THESE DE DOCTORAT**  
**DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,**  
**préparée à l'Université Paris Sud**

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Smemag | Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité de doctorat : Structure et évolution de la Terre et des autres planètes

Par

**M. François Andrieu**

Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale :  
inversion du transfert radiatif

**Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 décembre 2015**

**Composition du Jury :**

M. Éric Chassefière	Directeur de recherche, CNRS	Président du jury
M. Emmanuel Lellouch	Astronome, Observatoire de Paris LESIA/CNRS	Rapporteur
Mme Cécile Ferrari	Professeure, Université Paris Diderot-Paris 7	Rapporteur
M. Yves Langevin	Directeur de recherche, CNRS	Examineur
M. Xavier Briottet	Professeur, ONERA-DOTA/ISAE	Examineur
M. Karri Muinonen	Professeur, University of Helsinki	Examineur
M. Frédéric Schmidt	Maître de conférences, Université Paris-Sud	Directeur de thèse
M. Bernard Schmitt	Directeur de recherche, CNRS	Invité
M. Sylvain Douté	Chargé de recherche, CNRS	Invité



THESE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,  
préparée à l'Université Paris Sud

ÉCOLE DOCTORALE N°579  
Smemag | Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et  
géosciences

Spécialité de doctorat : Structure et évolution de la Terre et des  
autres planètes

Par

**M. François Andrieu**

Caractérisation des surfaces glacées de Mars  
par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 décembre 2015

**Composition du Jury :**

M. Éric Chassefière	Directeur de recherche, CNRS	Président du jury
M. Emmanuel Lellouch	Astronome, Observatoire de Paris LESIA/CNRS	Rapporteur
Mme Cécile Ferrari	Professeure, Université Paris Diderot-Paris 7	Rapporteur
M. Yves Langevin	Directeur de recherche, CNRS	Examineur
M. Xavier Briottet	Professeur, ONERA-DOTA/ISAE	Examineur
M. Karri Muinonen	Professeur, University of Helsinki	Examineur
M. Frédéric Schmidt	Maître de conférences, Université Paris-Sud	Directeur de thèse
M. Bernard Schmitt	Directeur de recherche, CNRS	Invité
M. Sylvain Douté	Chargé de recherche, CNRS	Invité





**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Mots clés : Mars, Transfert Radiatif, Télédétection, Glace de CO<sub>2</sub>, Glace d'eau, Inversion massive**

**Résumé :** La planète Mars est le siège d'un climat complexe, caractérisé par des cycles du dioxyde de carbone et de l'eau, ainsi qu'un transport de poussière à toutes les échelles. Ces cycles se manifestent par la condensation saisonnière aux pôles de dépôts de glace de CO<sub>2</sub> et d'eau pendant la nuit polaire, et leur sublimation pendant le printemps local. Les cycles du CO<sub>2</sub>, de l'eau et des poussières sur Mars sont intimement liés. Un processus saisonnier actif illustre bien ces liens : les jets de gaz froid, déclenchés par la sublimation saisonnière des dépôts de CO<sub>2</sub>, pouvant mettre en suspension des poussières du régolite de manière durable dans l'atmosphère, et dont l'activité semble être modulée par les échanges d'eau à la surface.

L'objectif de cette thèse est de permettre l'utilisation des données d'imagerie hyperspectrale disponibles au maximum de leur potentiel, pour apporter de nouvelles contraintes sur les échanges saisonniers entre surface et atmosphère et sur les interactions entre les différents cycles (CO<sub>2</sub>, eau, poussières), en se focalisant sur les jets de gaz froid. Pour cela, un modèle semi-analytique de transfert radiatif dans les glaces compactes, ainsi qu'une méthode efficace d'inversion ont été développés et validés.

Le modèle de transfert radiatif permet de décrire l'interaction de la lumière avec une couche de glace de manière quantitative d'après les paramètres suivants : épaisseur de la couche, proportions volumiques et tailles des impuretés, rugosité de la surface. Il repose sur plusieurs hypothèses majeures : optique géométrique, milieux continus par morceaux, inclusions quasi-sphériques. L'approximation des

deux flux est utilisée pour le transfert au sein de la couche mais la réflexion spéculaire en surface est estimée en tenant compte de la variabilité des facettes de la rugosité surfacique. Ce modèle a été validé numériquement et sur des données de laboratoire et des tests numériques. La méthode d'inversion consiste à créer des bases de données synthétiques d'après le modèle de transfert radiatif pour déterminer les jeux de paramètres les plus probables pour reproduire une mesure donnée. L'inversion repose sur le formalisme bayésien : les grandeurs manipulées sont décrites par des densités de probabilités. Ceci permet la prise en compte de manière réaliste des incertitudes sur la donnée et le calcul d'une incertitude a posteriori sur le résultat de l'inversion.

Une étude ciblée d'un site d'intérêt a été menée pour tester et démontrer l'applicabilité de cette démarche à l'inversion massive de données de spectro-imagerie.

Nous avons déterminé l'état de surface du champ de dunes du cratère de Richardson (72°S, 180°W), choisi car il présente de fortes interactions entre cycle de l'eau et du CO<sub>2</sub>, une importante activité saisonnière de jets froids mais aussi une grande quantité de données disponible et une haute qualité du suivi temporel. Le suivi des caractéristiques de surface sur ce site montre une diminution de l'épaisseur de la couche de glace pendant le printemps cohérente avec les estimations des modèles de climat. Nous avons pu estimer et faire le suivi du contenu en eau et en poussière pour discuter le scénario de formation des jets froids. Nous avons proposé un nouveau mécanisme de mise en suspension des petits grains d'eau.

**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Keywords : Mars, Radiative Transfer, Remote Sensing, CO<sub>2</sub> ice, Water ice, Massive inversion**

**Abstract:** Mars has a complex climate characterized by carbon dioxide and water cycles and dust transport at all scales. These cycles are mainly controlled by the seasonal condensation of CO<sub>2</sub> and water ice deposits at high latitudes during the polar night and their sublimation during the local spring. There are many interactions between the CO<sub>2</sub>, water and dust cycles on Mars and they influence each other. An active seasonal process illustrates particularly well these links: the cryoventing, cold CO<sub>2</sub> gas jets triggered by seasonal sublimation of CO<sub>2</sub> deposits, which can hurl dust from the regolith in suspension into the atmosphere durably, and whose activity seems to be modulated by the exchange of water at the surface.

The purpose of this thesis is to allow the use of the available hyperspectral imaging data to their full potential, to bring new constraints on seasonal exchanges between surface and atmosphere and the interactions between the different cycles (CO<sub>2</sub>, water, dust), focusing on cold gas jets. To achieve this, a semi-analytical radiative transfer model for compact ices and an effective inversion method were developed and validated.

The radiative transfer model describes the quantitative interaction of light with a slab, using the following parameters: thickness of the layer, volume proportions and grain-sizes of impurities, surface roughness. It is based on several key assumptions: geometrical optics, piecewise-continuous media quasi-spherical inclusions. The two-stream approximation is used for the radiative transfer inside the layer, but the surface

specular reflectance is estimated taking into account the variability of the facets orientations from the surface roughness. This model was validated both numerically and on laboratory data.

The inversion method consists in exploring synthetic databases generated by the radiative transfer model and determining the most likely sets of parameters to reproduce a given measure. The inversion is based on the Bayesian formalism: the manipulated variables are described by probability density functions. This allows taking into account realistic uncertainties on the data and enables to calculate a posteriori uncertainties on the result of the inversion.

A focused study was conducted on a area of particular interest, to test and prove the applicability of this approach to the massive inversion of spectro-imaging data.

We determined the surface properties of the Richardson Crater dune field (72°S, 180°W), chosen because it shows strong interactions between the water and CO<sub>2</sub> cycles, a major seasonal cryoventing activity, but also a large amount of data available and a high quality temporal monitoring. The monitoring of surface characteristics on this site shows a decrease in the thickness of the ice during the spring consistently with climate models simulations. We were able to estimate and monitor the content of water and dust in order to discuss the formation scenario of cold jets. We proposed a new mechanism of small water ice grain suspension.







Cette thèse a été préparée au laboratoire de Géosciences de l'Université Paris Sud (GEOPS), unité mixte de recherche (UMR) numéro 8148, et au sein de l'école doctorale SMEMAG (Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences).



Comprendre le monde,  
construire l'avenir®



**GEOSCIENCES  
PARIS SUD**



www.cnrs.fr



Institut  
Pierre  
Smon  
Laplace

ADRESSE DU LABORATOIRE :

GEOPS Géosciences Paris Sud

Université Paris Sud, bâtiment 509

Rue du Belvédère

91405 Orsay

SITE INTERNET :

<http://geops.geol.u-psud.fr>

<http://planeto.geol.u-psud.fr/-Equipe-Geomorphologie-planetaire-.html>

FACEBOOK :

<https://www.facebook.com/geosciences.paris.sud>

INFORMATIONS SUR CE DOCUMENT :

Ce document a été produit sous le logiciel libre LyX. La version numérique contient des liens hypertexte internes permettant de faciliter la navigation, ainsi que des liens externes.

L'image en première de couverture est une portion de l'image intitulée « Mars south pole and beyond » acquise par la caméra HRSC le 25 février 2015 et publiée le 10 septembre 2015 par l'ESA (Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).





# Remerciements

Je souhaite avant tout remercier du fond du coeur Frédéric, mon directeur de thèse, pour avoir toujours été présent, et avoir su tirer quelque chose de positif de chaque situation, hésitation ou doute.

Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai pu collaborer au cours de ces trois années. Sylvain Douté, Bernard Schmitt, et Olivier Brissaud pour la confiance qu'ils ont pu m'accorder et pour leur réflexions expertes concernant le transfert radiatif et les mesures spectro-goniométriques. Je remercie Marc Massaut, Claire Boukari et Claude Lanoé pour l'expertise et le savoir faire qu'il ont mis en oeuvre pour m'aider à construire une enceinte simulant les conditions martiennes.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble de l'équipe « planéto » de GEOPS pour son accueil, ainsi que les doctorant et les « footeux » du laboratoire pour la bonne ambiance et les moments de détente souvent nécessaires !

Je souhaite remercier le département de Physique de l'ENS Cachan qui a permis de financer cette thèse.

Je remercie également mes proches pour leur soutien sans faille, et tout particulièrement mes parents. Merci infiniment à Léa, ma compagne pour avoir accepté de me relire et corriger mon français, tout en étant complètement étrangère au sujet.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble des membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail, et pour leurs suggestions constructives.

Enfin, je remercie le lecteur qui s'intéresse à ce travail, avant tout réalisé pour être diffusé !

Je dédie ce travail à ma fille Zoé.



# Table des matières

<b>Résumé-Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Adresse du laboratoire GEOPS</b>	<b>iii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>I Les surfaces glacées et le climat martien</b>	<b>3</b>
<b>1 Le cycle saisonnier actuel sur Mars</b>	<b>7</b>
1.1 Généralités : du XVII <sup>ème</sup> siècle à nos jours . . . . .	8
1.1.1 Avant l'ère spatiale : exploration depuis le sol . . . . .	8
1.1.2 Historique de l'exploration spatiale . . . . .	13
1.1.3 Caractéristiques majeures de la planète Mars . . . . .	20
1.1.3.1 Caractéristiques orbitales . . . . .	20
1.1.3.2 Surface et intérieur . . . . .	21
1.1.3.3 Atmosphère . . . . .	23
1.2 Climat martien actuel . . . . .	25
1.2.1 Le cycle du CO <sub>2</sub> et calottes polaires . . . . .	25

1.2.1.1	Calotte polaire résiduelle nord . . . . .	26
1.2.1.2	Calotte polaire résiduelle sud . . . . .	29
1.2.2	Le cycle de l'eau . . . . .	32
1.2.3	Interactions entre les cycles de l'eau et du CO <sub>2</sub> . . . . .	33
1.2.4	Transport de poussières . . . . .	34
1.2.4.1	Tourbillon de poussières ou "Dust devils" . . . . .	34
1.2.4.2	Tempêtes . . . . .	35
1.2.4.3	Jets . . . . .	37
1.3	Conclusion . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Dépôts saisonniers et processus actifs actuels sur Mars</b>	<b>39</b>
2.1	Les indices de présence glace polycristalline compacte et ses implications . . . . .	40
2.1.1	La région cryptique . . . . .	40
2.2	Jets de gaz froid . . . . .	41
2.2.1	Modèle de principe . . . . .	43
2.2.2	Variabilité locale . . . . .	45
2.2.3	Évolution de l'activité pendant le printemps . . . . .	45
2.3	Écoulements . . . . .	48
2.3.1	Écoulements sombres . . . . .	48
2.3.2	Gullies et RDF . . . . .	48
2.4	Polygones sombres : cracks . . . . .	51
2.5	Une morphologie énigmatique : les spiders . . . . .	53
2.6	Causes locales mais effets régionaux . . . . .	55
2.7	Problématique de la thèse . . . . .	55

<b>II</b>	<b>Caractérisation des surfaces par télédétection hyperspectrale</b>	<b>59</b>
<b>3</b>	<b>La télédétection hyperspectrale et ses outils d'analyse rapide</b>	<b>61</b>
3.1	La spectro-imagerie . . . . .	62
3.1.1	Télédétection . . . . .	62
3.1.2	Imagerie hyperspectrale . . . . .	62
3.1.3	Types de détecteurs . . . . .	64
3.2	Imagerie hyperspectrale sur Mars . . . . .	65
3.2.1	OMEGA . . . . .	65
3.2.2	CRISM . . . . .	66
3.3	Méthodes de traitement et d'analyse rapides . . . . .	68
3.3.1	Pré-traitements . . . . .	68
3.3.2	Techniques d'analyses rapides . . . . .	68
3.3.2.1	Sélections manuelles de canaux . . . . .	69
3.3.2.2	Techniques d'analyse automatiques non supervisées . . . . .	73
3.4	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Méthodes d'inversion de modèle physique</b>	<b>75</b>
4.1	Inversion par méthodes statistiques de réduction . . . . .	76
4.2	Inversion d'un modèle physique . . . . .	79
4.2.1	Démélange linéaire . . . . .	80
4.2.2	Recherche des plus proches voisins . . . . .	81
4.2.3	Inversion bayésienne Monte-Carlo . . . . .	83
4.2.3.1	Estimateur Monte-Carlo . . . . .	83
4.2.3.2	Inversion bayésienne Monte-Carlo . . . . .	84
4.3	Développement d'une méthode bayésienne d'inversion rapide . . . . .	86
4.4	Conclusion . . . . .	89

### **III Transfert radiatif dans les glaces compactes 91**

#### **5 Modèle théorique 95**

5.1	Introduction au transfert radiatif . . . . .	96
5.1.1	Equation du transfert radiatif . . . . .	96
5.1.2	Spectroscopie en réflectance . . . . .	97
5.2	Description générale du modèle . . . . .	98
5.3	Rugosité de surface - distribution des facettes . . . . .	102
5.4	Réflectance spéculaire . . . . .	105
5.5	Réflectance diffuse . . . . .	107
5.5.1	Coefficients de réflexion de la lame de glace . . . . .	107
5.5.1.1	Cas anisotrope . . . . .	107
5.5.1.2	Cas isotrope . . . . .	108
5.5.2	Coefficients de réflexion des inclusions . . . . .	109
5.5.3	Coefficients de Fresnel . . . . .	110
5.5.4	Propriétés radiatives d'une lame de glace contenant des inclusions . . . . .	110
5.5.4.1	Proportions d'inclusions . . . . .	110
5.5.4.2	Sections efficaces . . . . .	111
5.5.4.3	Albédo de diffusion simple et épaisseur optique . . . . .	111
5.5.5	Facteurs de réflexion et de transmission d'une lame de glace contaminée . . . . .	113
5.5.5.1	Éclairée par un rayonnement collimaté . . . . .	113
5.5.5.2	Éclairée par un rayonnement isotrope . . . . .	115
5.5.6	Réflectance diffuse d'une lame de glace contaminée reposant sur un substrat granulaire semi-infini . . . . .	116
5.6	Conclusion et perspectives . . . . .	116

<b>6</b>	<b>Tests et validations numériques du modèle</b>	<b>119</b>
6.1	Conservation de l'énergie à la première interface . . . . .	120
6.2	Conservation de l'énergie pour le modèle entier . . . . .	122
6.2.1	Note sur la distribution des pentes à la surface . . . . .	122
6.3	Comportements et tendances . . . . .	126
6.3.1	Réflexion spéculaire : effet de l'ouverture angulaire de la source et du capteur . .	126
6.3.2	Influence des paramètres internes . . . . .	126
6.3.2.1	Influence de l'épaisseur de la lame de glace . . . . .	128
6.3.2.2	Influence de la taille des inclusions . . . . .	130
6.3.2.3	Influence de la proportion d'impuretés . . . . .	132
6.3.2.4	Influence de la rugosité de la surface . . . . .	133
6.4	Conclusion . . . . .	133
<b>7</b>	<b>Validations expérimentales du modèle : glace colonnaire et neige d'Arselle</b>	<b>135</b>
7.1	Description de l'expérience . . . . .	136
7.1.1	Spectro-radiogoniomètre . . . . .	136
7.1.2	Mesures de spectres de lames de glace . . . . .	136
7.1.2.1	Lobe spéculaire . . . . .	138
7.1.2.2	Spectres de réflectance diffuse . . . . .	138
7.1.2.3	BRDF de la neige et isotropisation . . . . .	138
7.2	Inversion des spectres de laboratoire . . . . .	141
7.2.1	Méthode . . . . .	141
7.2.1.1	Lobe spéculaire . . . . .	142
7.2.1.2	Réflectance diffuse . . . . .	143
7.2.2	Résultat sur la rugosité d'après les mesures du lobe spéculaire . . . . .	145



7.2.3	Résultats sur l'épaisseur de la lame de glace et de la taille de grains du substrat d'après les mesures spectrales . . . . .	149
7.2.3.1	Spectre par spectre . . . . .	149
7.2.3.2	BRDF complète . . . . .	153
7.3	Conclusion . . . . .	156

## **IV Applications : Mars 159**

### **8 Données observationnelles 163**

8.1	Choix de la zone d'étude . . . . .	164
8.2	Corrections atmosphériques . . . . .	165
8.2.1	Gaz . . . . .	167
8.2.2	Aérosols minéraux . . . . .	168
8.2.3	Choix d'une méthode, et erreurs associées . . . . .	169

### **9 Base de données synthétique 171**

9.1	Constantes optiques du régolite martien . . . . .	172
9.1.1	Modèle de Hapke . . . . .	173
9.1.2	Inversion de l'indice optique imaginaire . . . . .	174
9.1.2.1	Inversion de l'albédo de diffusion simple . . . . .	174
9.1.2.2	Détermination des indices optiques imaginaires . . . . .	174
9.2	Restitution de la valeur de la pente . . . . .	176
9.3	Base de données synthétique de référence . . . . .	181

<b>10 Inversion de données de spectro-imagerie</b>	<b>183</b>
10.1 Incertitudes sur les données . . . . .	184
10.1.1 Estimation des incertitudes . . . . .	184
10.1.2 Procédé de construction de la matrice de covariance des incertitudes . . . . .	185
10.2 Sélection des lieux étudiés . . . . .	185
10.3 Résultats . . . . .	188
10.3.1 Inversion . . . . .	188
10.3.2 Épaisseur . . . . .	191
10.3.3 Contamination . . . . .	192
10.3.3.1 Proportions d'impuretés . . . . .	192
10.3.3.2 Proportion de poussières en mélange géographique . . . . .	198
10.4 Structure de la glace de CO <sub>2</sub> . . . . .	200
10.5 Discussion et conclusion . . . . .	202
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>205</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>207</b>
<b>Liste des principaux symboles mathématiques</b>	<b>233</b>
<b>Liste des Acronymes</b>	<b>236</b>
<b>Table des figures</b>	<b>240</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>263</b>

<b>Annexe 1 : Résolution numérique du transfert radiatif</b>	<b>263</b>
10.6 Calcul haute résolution spectrale et dérésolution . . . . .	266
10.7 Structure du programme de résolution de transfert radiatif . . . . .	266
10.8 Méthodes d'intégration . . . . .	269
10.8.1 Quadrature de Gauss . . . . .	269
10.8.2 Maillage adaptatif . . . . .	270
10.8.3 Ré-utilisation de calculs . . . . .	270
10.8.4 Changements de variables . . . . .	272
10.8.4.1 $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ et $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ . . . . .	273
10.8.4.2 Détermination du terme $ \det J_g(\alpha, \varphi) $ . . . . .	275
10.9 Conclusion . . . . .	277
<b>Ajustements supplémentaires</b>	<b>279</b>
<b>Article relatif au modèle de transfert radiatif</b>	<b>292</b>
<b>Article relatif aux validations expérimentales du modèle et de la méthode</b>	<b>308</b>
<b>Liste des publications et communications relatives à la thèse</b>	<b>327</b>
<b>Résumé-Abstract</b>	<b>329</b>

# Introduction générale

De la glace est présente sous forme de couche compacte sur de nombreux corps planétaires du Système solaire, de l'eau sur Terre au  $N_2$  sur Triton, en passant par le  $CO_2$  sur Mars, pour ne citer que ces trois exemples. Le cas de Mars présente plusieurs particularités incitant à son étude et au développement d'outils d'analyse dédiés.

Mars est le siège d'un climat complexe présentant un cycle du dioxyde de carbone, un cycle de l'eau et un cycle des poussières (*cf* section 1.2), et on observe une activité géologique intense liée à ces cycles saisonniers (*cf* chapitre 2). La compréhension des liens entre les processus de surface observés et les cycles climatiques (échanges de volatils et de poussières entre la surface et l'atmosphère) est l'un des enjeux majeurs de la recherche en planétologie.

Aussi, Mars est la planète du Système solaire la plus facile à rejoindre depuis la Terre, ce qui en fait une cible privilégiée pour l'étude des environnements et climats extra-terrestres. Les missions spatiales se sont succédées vers la planète rouge depuis le début des années 1960, et la quantité de données à analyser n'a cessé d'augmenter depuis (*cf* section 1.1). Aujourd'hui, les données d'imagerie hyperspectrale fournies par des instruments depuis l'orbite permettent une cartographie quantitative de la composition et de l'état des surfaces planétaires (*cf* chapitre 3), mais des méthodes d'analyse rapides sont indispensables pour faire face à la quantité de données (*cf* chapitre 3.3.2.2).

Pour étudier de la manière la plus complète possible cet important volume de données sur les surfaces glacées, il est nécessaire d'utiliser un modèle physique de simulation analytique ou semi-analytique (*cf* chapitre 5), et de le combiner à une méthode d'inversion rapide et efficace (*cf* chapitre 4). Nous avons choisi de développer un modèle de transfert radiatif semi-analytique (*cf* chapitre 5), dont nous avons optimisé la résolution numérique (*cf* chapitre 10.5). Nous l'avons ensuite combiné à une méthode d'inversion originale et particulièrement rapide (*cf* chapitre 4.3), et nous avons validé les différents éléments du modèle et de la méthode (*cf* chapitres 6 et 7).

Finalement, nous avons pu appliquer cette méthode d'inversion du transfert radiatif au cas du champ de dunes du cratère Richardson ( $72^\circ S$  ;  $180^\circ E$ ), qui semblait être une zone intéressante par la diversité des processus actifs en surface ainsi que par sa forte couverture temporelle des données de l'instrument CRISM/Mars Reconnaissance Orbiter. Nous avons étudié en détail l'évolution de la surface pendant le printemps dans 6 zones ciblées, en lien avec les processus actifs de surface observés (*cf* partie IV).

---

Cette thèse s'articule autour de quatre parties : en premier lieu, nous décrirons l'intérêt et les enjeux de l'analyse des surfaces glacées de la planète Mars (Partie I), qui nous ont conduits à mener cette étude. Dans un second temps (Partie II), nous présenterons une vue d'ensemble des données, outils et méthodes d'analyse disponibles pour l'étude des glaces martiennes, menant au développement d'une méthode originale d'inversion bayésienne. La troisième partie (Partie III) sera consacrée au développement et aux validations d'un modèle de transfert radiatif répondant aux exigences déterminées aux parties précédentes. Enfin, la dernière partie (Partie IV) présentera l'application la méthode d'inversion du transfert radiatif au cas martien, en se focalisant sur quelques localisations précises, en lien avec les processus actifs de surface associés à la récession printanière des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>.

## **Première partie**

# **Les surfaces glacées et le climat martien**



---

Cette première partie présente le contexte scientifique de la thèse : le climat martien, les avancées et incomplétudes dans la compréhension des cycles saisonniers et processus actifs de surface, menant aux questions adressées dans ce travail et leurs implications dans les grandes problématiques martiennes.

Le premier chapitre retrace l'évolution des connaissances sur le climat martien, des premières observations à aujourd'hui, et des incomplétudes actuelles. Une attention particulière sera donc portée aux différents cycles climatiques martiens : dioxyde de carbone (voir Section 1.2.1), eau (voir Section 1.2.2) et poussières (voir Section 1.2.4).

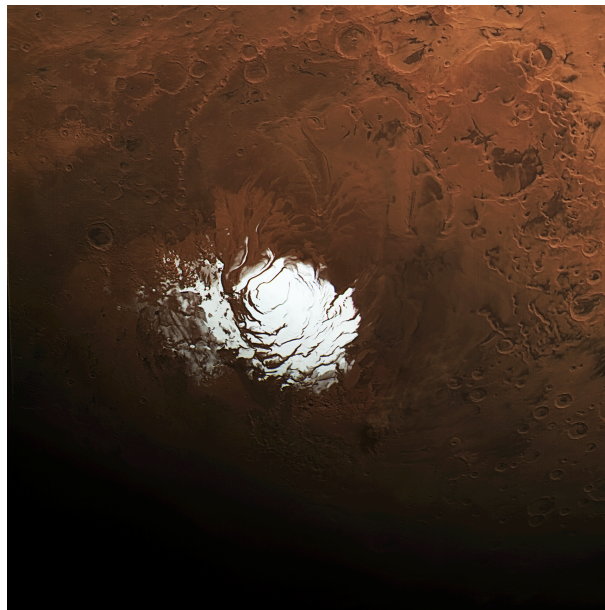
Le chapitre 2 se focalise sur les processus actifs de surface, liés au cycle saisonnier de condensation-sublimation du dioxyde de carbone. La question de la compréhension de leur fonctionnement, en lien avec le rôle de ces processus, moteurs et/ou conséquences des échanges entre surface et atmosphère est discutée. Les objectifs de cette thèse seront définis à la fin de cette partie (voir Section 2.7), en lien avec les problématiques martiennes actuelles.





# Chapitre 1

## Le cycle saisonnier actuel sur Mars



Le Pôle sud de Mars observé par la caméra HRSC, à bord de la sonde Mars Express le 25 février 2015  
(Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).

La planète Mars est observée depuis plusieurs milliers d'années, mais son climat est resté mystérieux jusqu'à très récemment. C'est seulement l'ère spatiale qui a permis depuis une cinquantaine d'années de préciser notre vision de l'astre rouge. Ce chapitre retrace dans un premier temps l'évolution des connaissances sur Mars depuis les premières observations documentées (voir Section 1.1), en se focalisant essentiellement sur le climat et les calottes polaires. Dans un second temps, un bilan est fait sur l'état de la compréhension du climat actuel, en portant toujours une attention particulière aux calottes polaires et leurs évolutions saisonnières (voir Section 1.2).

## 1.1 Généralités : du XVII<sup>ème</sup> siècle à nos jours

### 1.1.1 Avant l'ère spatiale : exploration depuis le sol

L'identification de Mars comme étant un objet différent des autres astres remonte à l'Antiquité. La première description retrouvée est celle de Sénénmout, un astronome égyptien vivant autour de 1500 ans avant notre ère, qui décrit son mouvement rétrograde dans le ciel (Novakovic, 2008). Mars a été observée par la suite à l'oeil nu par de nombreux astronomes, mais c'est Galilée qui l'observe comme un disque résolu pour la première fois en 1610 (Peters, 1984), grâce à la lunette astronomique qu'il a alors inventée. En utilisant l'invention de Galilée pour suivre le déplacement d'une tache sombre à la surface de la planète, Huygens permet d'estimer en 1659 la période de rotation de la planète rouge autour de son axe à environ 24 heures. Cassini affinera quelques années plus tard cette valeur à 24 heures et 40 minutes. La valeur communément acceptée de nos jours est de 24 heure, 39 minutes et 40 secondes.



FIGURE 1.1 – Croquis réalisés par Huygens entre le 28 novembre et le 1<sup>er</sup> décembre 1659. La région sombre correspond à Syrts Major (voir Figure 1.12). Huygens parvient alors à déterminer la période de rotation de la planète Mars en suivant le déplacement de cette tache sombre. (b) Croquis réalisés par Huygens le 13 août 1672 (Flammarion, 1892; Flammarion *et al.* , 2014). La région sombre correspond toujours à Syrts Major. On remarque la présence de la calotte polaire australe, représentée ici en haut, car cela correspondait à ce que voyait l'astronome à travers sa lunette (qui retourne l'image). Ces croquis ont été retrouvés par l'astronome F.J. Terby, et publiés par l'Académie Royale des Sciences de Belgique en 1875 (Terby, 1875).

Peu de temps après, en 1672, Huygens observe pour la première fois les calottes polaires martiennes (Flammarion, 1892; Flammarion *et al.*, 2014). Il n’y a pas consensus sur l’identité du découvreur des calottes martiennes. En effet, en 1666, les dessins de Cassini (voir Figure 1.2) documentant ses observations de la période de rotation de la planète montrent des zones plus blanches, sans clairement mentionner de calotte.

En 1704, l’astronome italien J.P. Maraldi, neveu de Cassini, découvre que la calotte polaire sud n’est pas centrée sur l’axe de rotation, notant des variations de la taille de la calotte visible au cours d’une rotation de la planète. Ceci lui permet au passage de vérifier la période de rotation déterminée par son oncle presque quarante ans plus tôt (Fitzgerald, 1954).

Le premier à mentionner clairement des variations saisonnières dans l’extension des calottes polaires martiennes fut William Herschel, dans une publication de 1784 (Herschel, 1784). Il y résume les observations faites de la planète en 1777 et 1784. Il y détermine aussi l’obliquité de la planète et trouve une inclinaison de 28°, proche de la valeur terrestre. Ajoutant à cela la période de rotation de la planète extrêmement proche de celle de la Terre, et qu’il avait pris soin de re-mesurer (Herschel, 1781) et les taches claires et brillantes au niveau des pôles, les analogies entre les deux planètes se multiplient :

The analogy between Mars and the earth is, perhaps, by far the greatest in the whole solar system. Their diurnal motion is nearly the same; the obliquity of their respective ecliptics, on which the seasons depend, not very different;

Lors de ses observations, il remarque d’abord en 1781 que la calotte semble “extrêmement étendue” et brillante, alors que le pôle sud de Mars avait été plongé dans l’obscurité pendant une longue période, puis il note en 1783 qu’elle apparaît “considérablement plus petite”. Ajoutées aux multiples analogies entre Mars et la Terre, ces observations lui permettent de conclure que les calottes sont formées de glace :

the bright polar spots are owing to the vivid reflection of light from frozen regions; and that the reduction of those spots is to be ascribed to their being exposed to the sun.

Il confirme aussi que la calotte sud n’est pas centrée sur le pôle, en l’observant à son extension minimale (voir Figure 1.3).

Avec l’amélioration des instruments d’observation, l’intérêt pour la planète rouge ne cesse d’augmenter, et de nombreuses cartes de Mars sont dressées durant le siècle suivant. Ces cartes étaient cependant très variables d’un astronome à l’autre. En 1877, Giovanni Schiaparelli, alors directeur de l’observatoire de Milan, dresse la première carte universellement reconnue de la planète. À l’aide d’une technique d’observation utilisant la persistance rétinienne, il parvient à atteindre un niveau de détail jusqu’alors inexploré. Il observe alors de longues lignes sombres, qu’il nomme *canali*, ou chenaux (voir Figure 1.4).

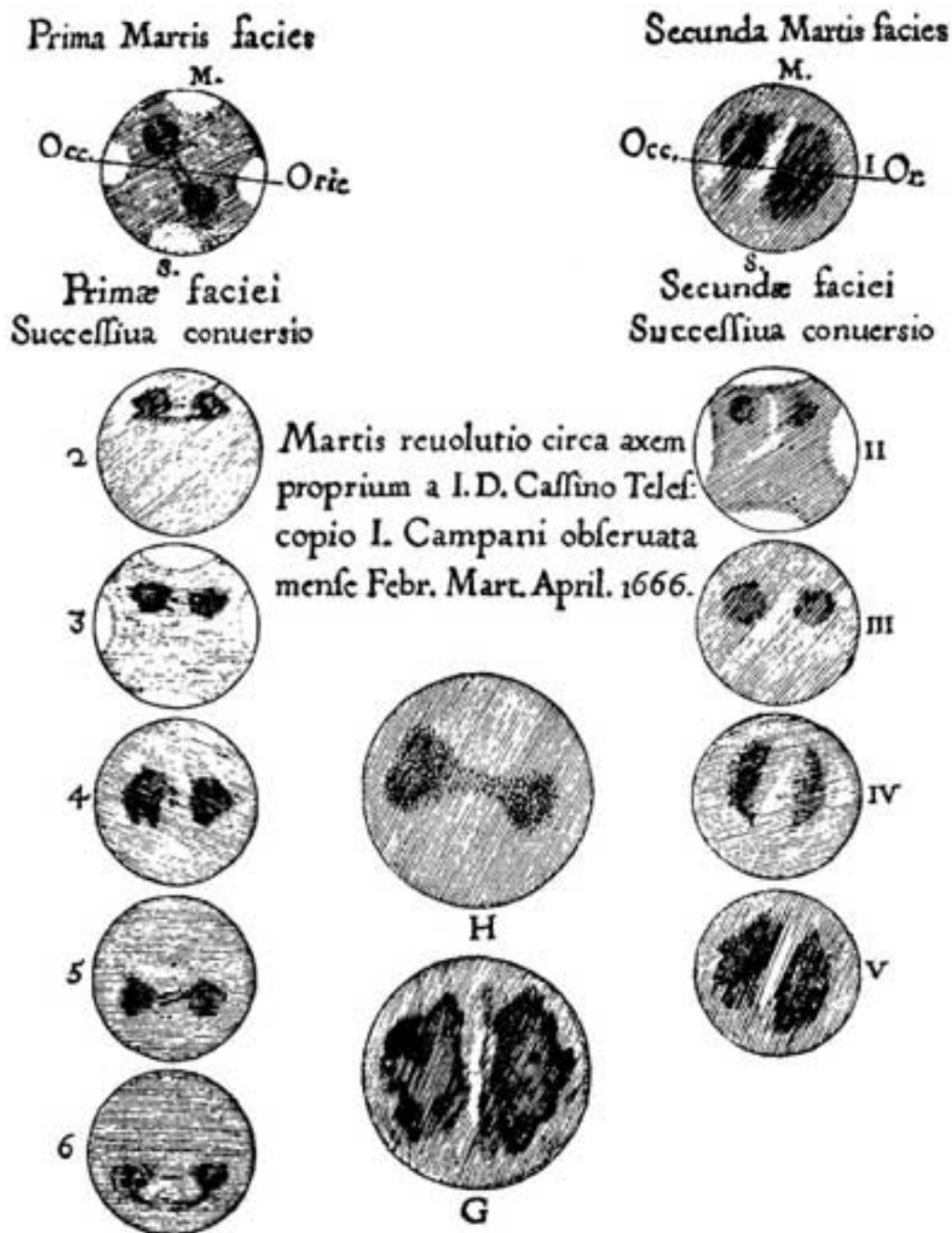


FIGURE 1.2 – Dessins réalisés par Giovanni Domenico Cassini (1625-1712) à l’observatoire Panzano de Bologne pendant les diverses observations qu’il a faites de Mars au printemps 1666. On peut remarquer de vagues taches claires, que certains interprètent comme étant les calottes polaires martiennes. Ces observations ont permis à Cassini d’améliorer l’estimation de Huygens de la période de rotation de Mars.

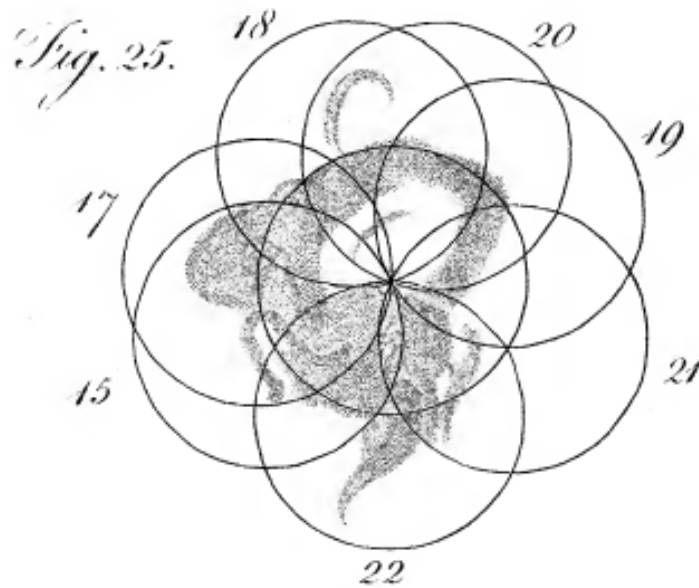


FIGURE 1.3 – Figure extraite de la publication de W. Herschel de 1884, résumant les observations entre septembre et octobre 1883 de la calotte sud de Mars. Chacun des cercles représente une observation. Ces observations, ainsi que celles réalisées les années précédentes, lui ont permis de mettre en évidence les variations d’extension des calottes martiennes, et d’estimer que la calotte sud s’étendait jusqu’à environ 65° de latitude pendant l’année 1881.

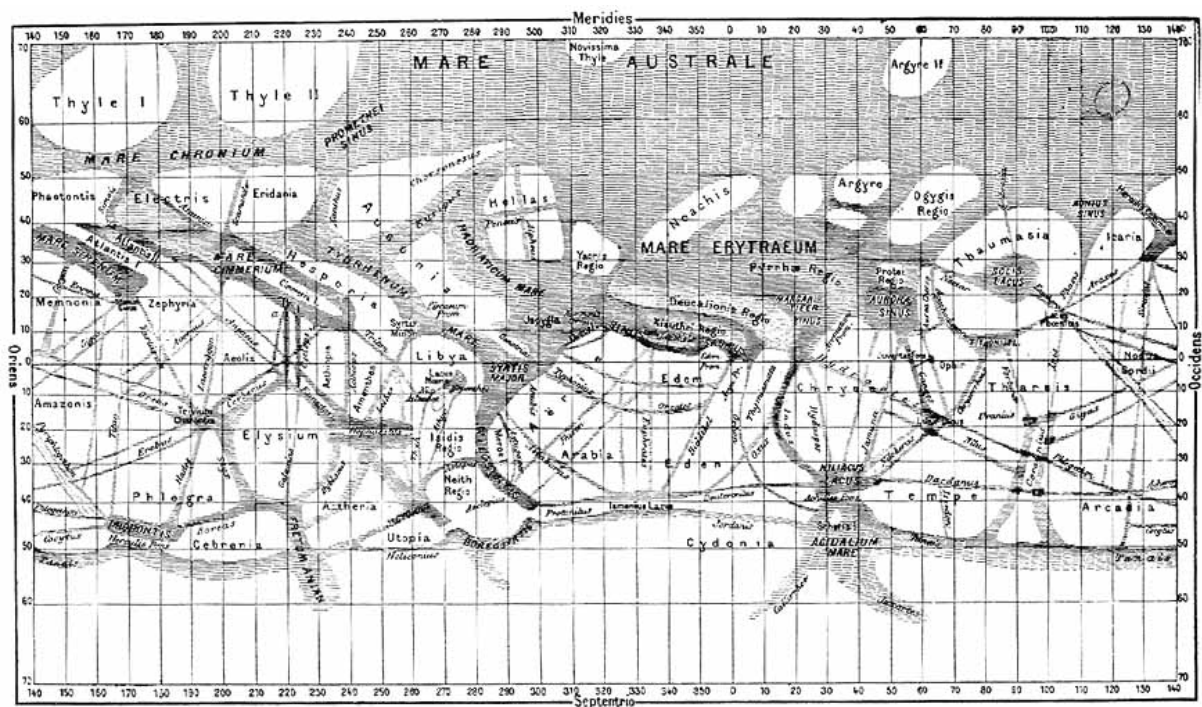


FIGURE 1.4 – Carte de Mars dressée par Giovanni Virginio Schiaparelli. Elle compile les observations de l’astronome couvrant la période de 1877 à 1886 (Flammarion, 1892). De nombreux noms sont encore utilisés aujourd’hui (cf Figure 1.12).

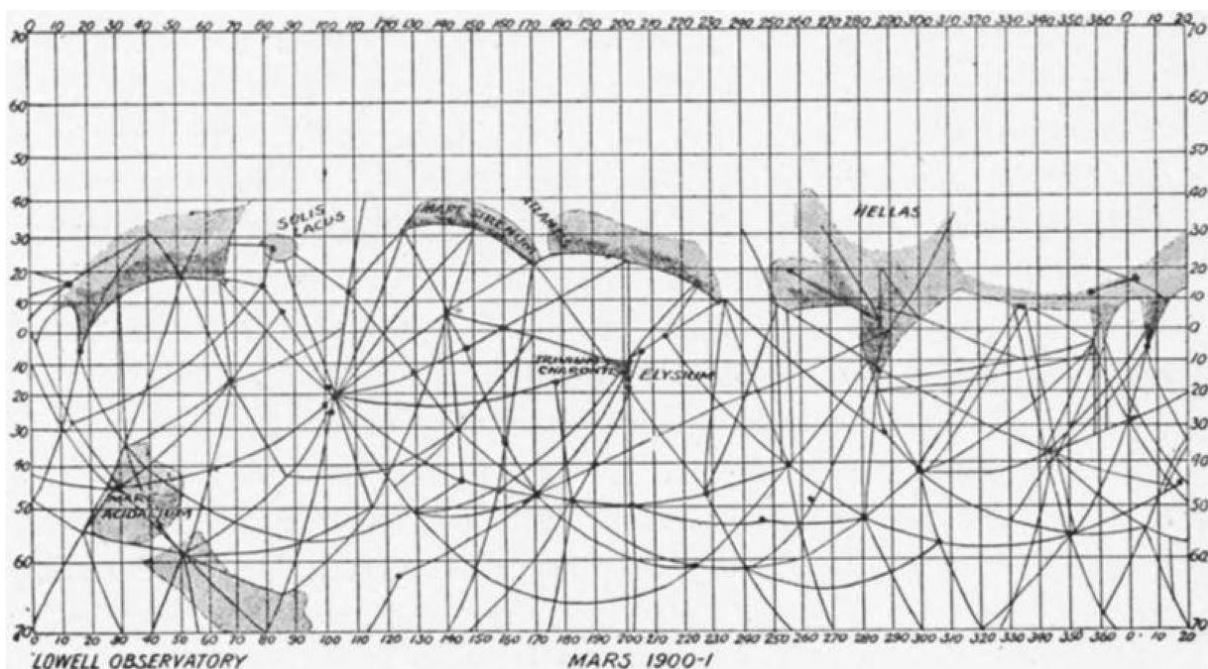


FIGURE 1.5 – Carte de Mars dressée par Percival Lowell en 1901, issue de Lowell (1902) et recensant les nombreux canaux alors découverts.

Cette découverte, qui s'avérera plus tard n'être que des aberrations géométriques, déchaîne à l'époque l'imaginaire populaire. La mauvaise traduction de *canali* en "canaux" évoque alors immanquablement des structures artificielles, et l'idée d'une population martienne bat son plein. Le riche homme d'affaire Percival Lowell se passionne alors pour Mars, et fonde l'observatoire Lowell de Flagstaff, en Arizona (USA), pour observer ces fameux canaux. Il en référence alors des centaines entre 1892 et 1901 (Lowell, 1895; Lowell & Douglass, 1900; Lowell, 1902) (voir Figure 1.5). Il développe la théorie selon laquelle ces canaux auraient été construits par les martiens, pour acheminer l'eau des calottes polaires vers les régions habitées, dans un contexte de sécheresse grandissante. Il appuie cette théorie par des observations du recul de la calotte polaire sud, faisant apparaître un anneau d'albédo plus sombre, alors interprété comme un océan glacial, et associe la disparition de cet anneau à la disparition de l'océan (Lowell & Douglass, 1900). Cette théorie rencontre un immense succès populaire, et vaut à Lowell une renommée mondiale.

Rapidement, de nombreuses voix s'élèvent contre la théorie de Lowell : W. Campell critique vivement les méthodes scientifiques de l'astronome, soutenant que l'atmosphère martienne est très fine, et l'eau ne peut être présente qu'en très faible quantité. Il estime que Mars ressemble plus à la Lune qu'à la Terre (Campbell, 1896, 1910). A. Wallace (Wallace, 1907) estime pour sa part que les calottes pourraient ne pas être constituées d'eau, mais de  $\text{CO}_2$ . C'est finalement E.-M. Antoniadi, qui en 1909 trouve la réelle explication à l'observation des canaux martiens : ils n'existent pas ! En effet, il remarque que selon le type d'instrument utilisé pour l'observation de la planète rouge, les motifs observés peuvent changer. Il reconnaît qu'avec un certain type d'instrument, les canaux sont systématiquement visibles, mais ceux-ci disparaissent avec l'utilisation de la grande lunette de l'observatoire de Meudon, pour laisser place à des marbrures complexes et variables. L'astronome en conclut : "la 'géométrie' de Mars s'annonce comme une pure illusion" (Antoniadi, 1909). Ces illusions sont en fait un effet du cerveau humain, qui recherche

naturellement de la cohérence au sein de toute image.

La température à la surface de Mars a été mesurée pour la première fois en 1924 simultanément par deux équipes différentes, dont les études ont été publiées en même temps. La première équipe (Coblentz & Lampland, 1924) estime que les températures martiennes sont comparables à une fraîche journée sur Terre, variant entre 7°C et 18°C, alors que la deuxième (Pettit & Nicholson, 1924) détermine des températures maximales légèrement supérieures à 0°C et des minimales avoisinant les -70°C. Ces désaccords sont à l'image des résultats concernant l'étude de Mars sur l'ensemble de la première moitié du XX<sup>ème</sup> siècle, nourrissant de nombreux débats concernant notamment la composition de l'atmosphère et la pression à la surface de Mars (Hess, 1948; de Vaucouleurs, 1951; Grandjean & Goody, 1955; Goody, 1957). Ce sont les missions d'exploration spatiales qui permettront finalement d'apporter de nouvelles réponses. Il reste communément accepté à la fin des années cinquante que la coloration des régions sombres de Mars telles que Syrtis Major est due à la présence de végétation (Sinton, 1957, 1959). Des études de polarimétrie de la surface martienne effectuées depuis le Pic du Midi remettent en question cette présomption, montrant que le sol devait être constitué de fins grains, mais les auteurs expliquent alors les résultats par la présence possible de lichens (Dollfus, 1958). Ce sont une fois de plus les missions spatiales qui apporteront des réponses définitives.

### 1.1.2 Historique de l'exploration spatiale

L'envoi de sondes vers la planète rouge a débuté dans les années 1960, pendant la guerre froide, quand l'URSS et les États Unis se sont lancés dans la conquête spatiale. Après plusieurs échecs, la sonde russe Mars 1 survole Mars en 1963, suivi en 1965 par la sonde Zond 2. Ces sondes ne permettent de collecter aucune donnée de la planète. Un peu plus tard dans l'année 1965, la sonde américaine Mariner 4 approche Mars à moins de 10000 km. Elle envoie 22 clichés (couvrant environ 1 % de la surface martienne) qui vont à l'époque révolutionner la vision que l'on a de cette planète : la surface est recouverte de cratères (Leighton *et al.*, 1965). La planète où l'on s'attendait à découvrir la vie extraterrestre semble montrer une surface morte, cratérisée, très vieille. Une expérience d'occultation atmosphérique réalisée pendant cette même mission permet d'estimer la pression en surface à 4 mbar et 8 mbar, et de réaliser les premiers modèles atmosphériques martiens (Fjeldbo *et al.*, 1966; Fjeldbo & Eshleman, 1968) : l'atmosphère est presque entièrement constituée de CO<sub>2</sub>, comme le laissait présager de précédentes études spectroscopiques (Kaplan *et al.*, 1964). Ces informations permettent à R.B. Leighton et B.C. Murray de proposer en 1966 l'idée du cycle de condensation/sublimation du CO<sub>2</sub> que l'on connaît aujourd'hui (Leighton & Murray, 1966).

Quelques années plus tard, la double mission Mariner 6 - Mariner 7 permet un nouveau bon en avant. Les deux sondes effectuent respectivement des survols de la planète rouge les 31 juillet et 5 août 1969, quelques jours seulement après les premiers pas humains sur la Lune. Embarquant caméras, spectromètres et radiomètres, les deux sondes permettent une moisson de données alors considérable. En particulier, de nouvelles occultations permettent d'affiner les estimations de pression en surface (Kliore *et al.*, 1969), les aérosols atmosphériques sont observés, et des mesures de spectrométrie infra-rouge permettent d'affirmer que les calottes saisonnières de Mars sont composées de glace de CO<sub>2</sub> (Leighton *et al.*, 1969;





FIGURE 1.6 – Onzième photo envoyée par Mariner 4 de la surface de Mars, et montrant un aspect ancien et cratérisé alors inattendu. Cette photo a été prise à une distance d'environ 12500km de la surface de Mars. Le grand cratère occupant une large partie de cette image fait 120km de diamètre. Crédits NASA/JPL.

Herr & Pimentel, 1969). Les 201 images envoyées par les deux sondes permettent alors de visualiser 20 % de la planète, et d'affiner les mesures de sa forme et de sa taille (Leighton *et al.* , 1969).

La première sonde placée avec succès en orbite autour de Mars fut Mariner 9, en novembre 1971, juste avant les deux sondes soviétiques Mars 2 et Mars 3. La surface de la planète est alors invisible : Mars est au coeur d'une tempête de poussière généralisée qui rend son atmosphère complètement opaque. La sonde américaine est mise en veille en attendant la fin de la tempête, pendant que les sondes soviétiques effectuent différents types de mesures, montrant notamment que la température de surface au niveau des dépôts saisonniers était inférieure à 160 K, correspondant bien au point de condensation du CO<sub>2</sub> aux pressions considérées. Les sondes soviétiques permettent aussi d'estimer le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère martienne entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$  précipitables selon les régions (Moroz & Ksanfomaliti, 1972), valeur cohérente avec de précédentes estimations depuis la Terre (Sagan, 1961; Spinrad *et al.* , 1963; Kaplan *et al.* , 1964). L'atterrisseur de Mars 3 devient, en pleine tempête martienne, le premier objet humain à se poser sur une autre planète. Le contact avec la sonde est cependant perdu 20 secondes après l'atterrissage.

Une fois la tempête terminée, Mariner 9 démarre une cartographie complète de la surface, et révèle au monde le plus grand volcan du système solaire, que l'on renomme alors Olympus Mons, ainsi que le canyon géant Valles Marineris. Par sa moisson d'images extraordinaire (7329 en près d'un an), cette mission montre un visage nouveau à Mars. La vision de planète morte donnée par les missions Mariner 4, 6 et 7 est atténuée : on observe des structures géologiques telles que les volcans, et pour la première fois, des morphologies d'écoulement à la surface dont certains peuvent être associés à de l'érosion fluviale (McCauley *et al.* , 1972; Sharp & Malin, 1975). On observe aussi pour la première fois en détail les variations de pression atmosphérique (Kliore *et al.* , 1972), et on découvre des processus actifs de surface



FIGURE 1.7 – Mosaïque composée de plusieurs centaines de clichés envoyés par Mariner 9. On découvre l'immense canyon, nommé Valles Marineris en l'honneur de la sonde. Cette image couvre environ 7000km en largeur, et dévoile près d'un cinquième de la surface de Mars. On peut y apercevoir notamment, outre Valles Marineris dans le tiers inférieur, le volcan Olympus Mons, alors récemment découvert, en haut à gauche de l'image, les trois grands volcans du dôme de Tharsis, ainsi que de nombreuses figures d'érosion. Crédits : NASA

saisonniers, tel que l'apparition de taches et de trainées à la surface (Sagan *et al.* , 1972). On les interprète alors comme de la poussière transportée par le vent, sans exclure de manière définitive l'explication biologique. Des mesures de températures permettent de déterminer que la calotte résiduelle nord est composée de glace d'eau (Kieffer *et al.* , 1976).

Les prochaines grandes avancées dans la compréhension de Mars sont apportées par les missions Viking, qui transmettent pour la première fois des données directement de la surface martienne, depuis deux atterrisseurs, Viking 1 et Viking 2, posés respectivement les 20 juillet et 4 septembre 1976 dans les régions de Chryse Planitia et d'Utopia Planitia (*cf* Figure 1.12). Envoyées dans le but de rechercher la présence de vie sur Mars, elles semblèrent dans un premier temps détecter un signal biologique à la surface, mais il a été montré que ce signal était ambigu, pouvant aussi être attribué à des réactions inorganiques d'oxydation. L'étude des données des deux atterrisseurs dans leur ensemble conclut à l'absence d'activité biologique à la surface (Ballou *et al.* , 1978; Klein, 1979). Ces deux missions, chacune constituée d'un atterrisseur et d'un orbiteur, ont permis la collecte de données météorologiques complètes sur plusieurs années martiennes, ainsi que leur variabilité journalière : température, pression, vitesse et direction des vents (Hess *et al.* , 1977), et composition de l'atmosphère (Nier & McElroy, 1977). Ces données sont encore utilisées dans les modèles actuels du climat martien. En particulier, les données de variations saisonnières de la pression (voir Figure 1.8) ont permis d'ajuster les modèles de climat, et de contraindre avec beaucoup de précision le cycle du CO<sub>2</sub>. Ces missions ont permis de relever une circulation de la vapeur d'eau (Farmer *et al.* , 1976), confirmant la composition de la calotte résiduelle nord, et montrant pour la première fois une manifestation du cycle de l'eau martien (Farmer & Doms, 1979). Cette circulation suggère alors la présence d'un important réservoir d'eau sous la surface, sous forme de pergélisol. L'atterrisseur de Viking 2 fut aussi témoin d'un dépôt de givre autour de 48°N pendant l'hiver local (Jones *et al.* , 1979). Il s'est avéré plus tard que ce givre était constitué d'eau.

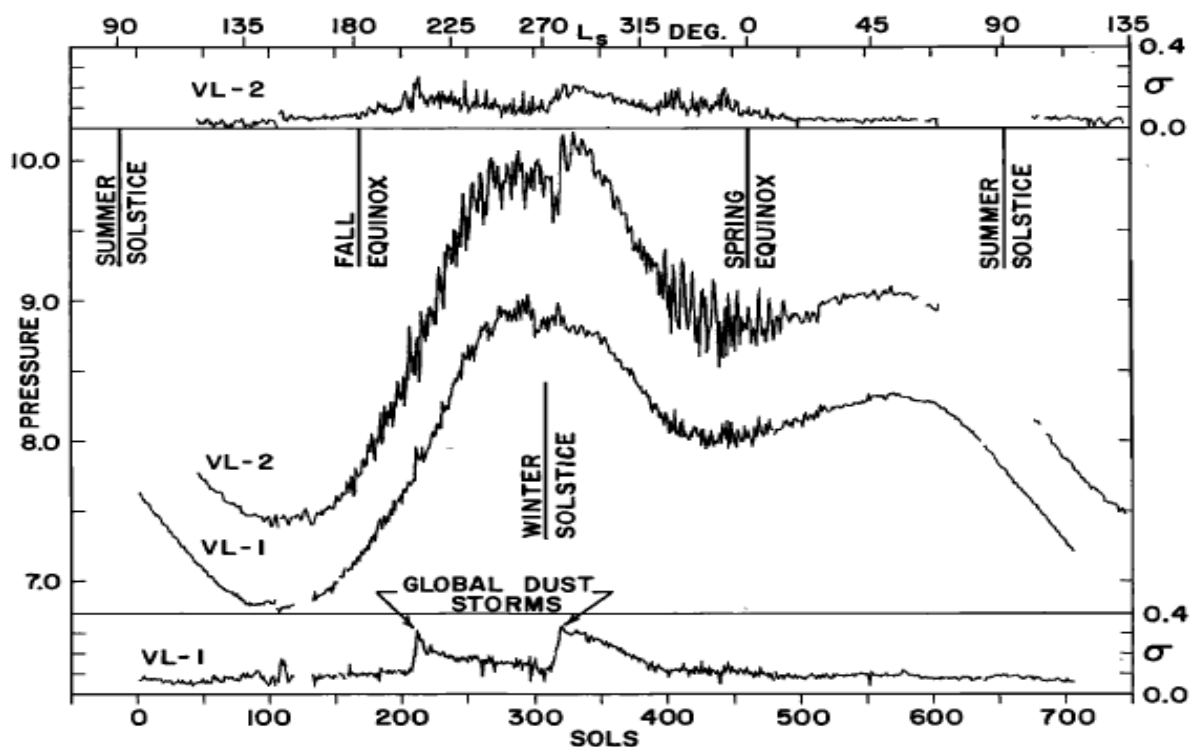


FIGURE 1.8 – Relevé de la pression atmosphérique en surface par les atterrisseurs Viking 1 et 2, pendant une année martienne. Figure extraite de Hess *et al.* (1980).

Il s'ensuit une longue période pendant laquelle aucune mission spatiale en direction de Mars ne fut réussie. Ce ne fut qu'à partir de 1997 qu'une nouvelle révolution s'amorça dans l'exploration martienne, avec la mise en orbite de la sonde américaine Mars Global Surveyor (MGS), et l'atterrissage du rover Mars Pathfinder (NASA). On entre alors dans l'ère actuelle de l'exploration spatiale : une nouvelle série de missions vers la planète rouge débute, embarquant des instruments haute résolution, notamment imageurs et spectro-imageurs. La mission MGS embarque la caméra haute résolution MOC, permettant l'acquisition d'images de la surface jusqu'à une résolution de 1 m par pixel. Celle-ci mettra notamment en évidence l'apparition de taches sombres pendant le printemps sur des terrains alors recouverts de glace (Malin *et al.*, 1998; Malin & Edgett, 2001). Combinées aux informations apportées par le spectromètre thermique TES (Christensen *et al.*, 2001) aussi embarqué à bord de MGS, on pourra affirmer que cette glace est constituée de  $\text{CO}_2$  (Kieffer *et al.*, 2000). Plusieurs théories s'affrontent alors pour expliquer ce phénomène, allant jusqu'au développement de colonies bactériennes (Gánti *et al.*, 2003). L'explication retenue aujourd'hui est celle des jets de gaz froids décrits en section 2.2. Un des résultats majeurs de cette mission fut apporté par son instrument MOLA, un altimètre laser, qui permit pour la première fois l'acquisition d'une carte topographique globale de la planète (Smith *et al.*, 1999), à une résolution verticale pouvant atteindre 30 cm. Ces données altimétriques servent encore de référence aujourd'hui. MGS a aussi permis la mesure du champ magnétique de Mars, et d'estimer l'arrêt de sa dynamo interne à 4 milliards d'années environ (Acuna *et al.*, 1999).

En 2001, la NASA lance la mission Mars Odyssey, notamment équipée de l'imageur multi-spectral THEMIS (Christensen *et al.*, 2004) et de spectromètres à neutrons (Boynton *et al.*, 2004), qui permettront respectivement de fournir des cartes de composition minéralogique en surface, et de découvrir de très

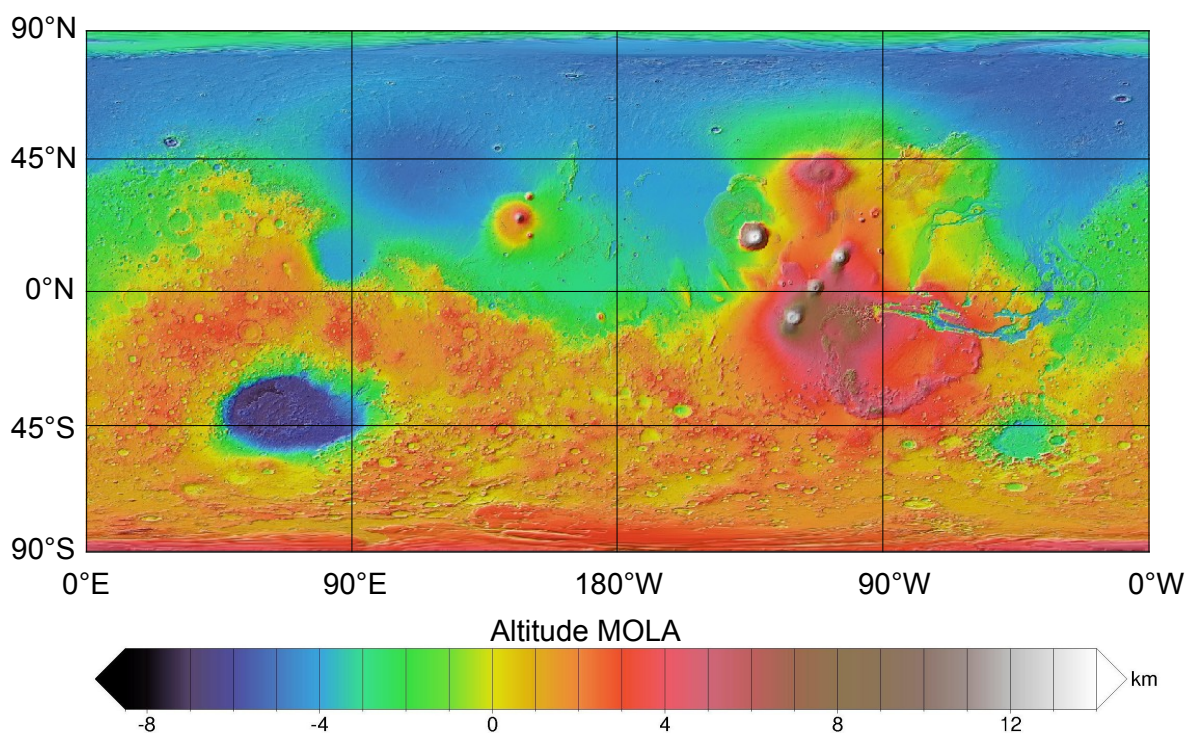


FIGURE 1.9 – Carte altimétrique globale de Mars, réalisée par l’altimètre laser MOLA, embarqué à bord de MGS.

importants réservoirs d’eau en proche subsurface (à quelques centimètres de profondeur) sur une large bande latitudinale dans les deux hémisphères autour de 60° (Feldman *et al.*, 2002; Feldman *et al.*, 2004).

En 2003, l’agence spatiale européenne place la sonde Mars Express (Chicarro *et al.*, 2004) en orbite autour de Mars. Pour la première fois, un imageur hyperspectral, OMEGA (voir Section 3.2) est embarqué. Ce spectro-imageur permettra une moisson de données considérable, menant notamment à la création de cartes minéralogiques globales de Mars (Bibring *et al.*, 2006), la découverte de minéraux hydratés à la surface (Gendrin *et al.*, 2005), ou la découverte que la calotte permanente sud est essentiellement composée de glace d’eau (Bibring *et al.*, 2004) (voir section 1.2.1.1). Un des résultats les plus marquants de cette mission est la détection d’émissions de méthane dans l’atmosphère martienne par le spectromètre PFS (Formisano *et al.*, 2004), le méthane étant communément associé à l’activité biologique ou aux environnements prébiotiques. Cette détection a fait l’objet d’un vif débat dans la communauté scientifique, et a récemment été appuyée par une nouvelle détection par un instrument différent (Webster *et al.*, 2015) (voir Section 1.1.3.3). La sonde Mars Express embarque de plus à son bord un radar, MARSIS (Picardi *et al.*, 2004), destiné à sonder la subsurface martienne, qui permet notamment d’estimer l’épaisseur et le volume des calottes permanentes (Plaut *et al.*, 2007).

En janvier 2004, la NASA pose deux atterrisseurs à la surface de Mars, les MERs (*Mars Exploration Rovers*), l’un nommé Opportunity dans la plaine de Meridiani (0.2°N ; 357.5°E, voir Figure 1.12), et l’autre baptisé Spirit dans le cratère Gusev (14.3°S, 175.3°N). Ces rovers à énergie solaire sont capables de se déplacer, et permettent non seulement de transmettre des photos de la surface de Mars, mais aussi d’analyser *in situ* les roches rencontrées en chemin. Le rover Opportunity est toujours fonctionnel aujourd’hui, après avoir parcouru plus de 30 km à la surface ! Ces rovers ont permis la collecte de nombreuses données





FIGURE 1.10 – Autoportrait du rover Curiosity réalisé le 5 août 2015 à la base d’Aeolis Mons, plus connu sous le nom de mont Sharp, pic central du cratère Gale. En bas de l’image, on peut voir une trace blanche, correspondant au bord d’un forage réalisé par le robot. On peut aussi remarquer que les roues sont très abîmées par trois ans à parcourir la surface (c’est particulièrement visible sur la roue avant gauche).

météorologiques, et l’observation de nuages et de tourbillons de poussières, ainsi que la découverte de témoins de l’activité hydrologique passée de Mars, tels que des sphérules d’hématites ou des dépôts de sulfates (Moore, 2004).

La sonde Mars Reconnaissance Orbiter est placée en orbite par la NASA en 2006. Elle embarque une série d’instruments similaires et complémentaires à ceux de la sonde Mars Express. Par exemple, le spectro-imageur, CRISM (voir section 3.2), de résolution spectrale comparable à celle d’OMEGA, mais de résolution spatiale nettement supérieure, permet une analyse de zones ciblées, alors qu’OMEGA est plutôt destiné à des études à grande échelle, et le radar sondeur SHARAD (Seu *et al.* , 2004) sonde moins profondément la subsurface que MARSIS, mais à plus haute résolution spatiale et verticale. Cela permettra d’étudier en détail les stratifications des calottes permanentes (voir Sections 1.2.1.1 et 1.2.1.1), et de proposer une explication pour leur forme spirale (Smith & Holt, 2010). Son imageur HiRISE (McEwen *et al.* , 2007) fournit aujourd’hui les images à la plus haute résolution existante de la surface, à 25 cm par pixel, qui permettent notamment de faire des études géomorphologiques détaillées des processus saisonniers actifs à la surface (voir Chapitre 2 ).

En mai 2008, la NASA pose pour la première fois un atterrisseur, Phoenix, à une haute latitude, 68°N, au delà du cercle polaire Nord. Grâce à son bras articulé, il creuse une tranchée qui révèle de la glace d’eau quasi-pure à quelques centimètres sous la surface, confirmant les observations faites par les spectromètres à neutrons de la sonde Mars Odyssey (voir Figure 1.22).

En Août 2012, l’agence américaine pose le rover Curiosity dans le cratère Gale (4.6°S ;137.4°E). Le robot, de près de 900kg (voir Figure 1.10) est un véritable laboratoire d’analyses (Grotzinger *et al.* , 2012). Il a permis entre autres une nouvelle mesure de la composition atmosphérique martienne (Mahaffy

*et al.*, 2013), de confirmer les détections de méthane faites par PFS (Webster *et al.*, 2015)(voir Section 1.1.3.3), ou de préciser l'histoire hydrologique de Mars, en analysant par exemple des veines de sulfates rencontrées (Nachon *et al.*, 2014).

La dernière sonde spatiale à avoir atteint Mars est MAVEN, mise en orbite fin septembre 2014. L'un des objectifs principaux de cette mission, dont les premiers résultats seront publiés très prochainement, est de quantifier l'échappement atmosphérique et les interactions entre le vent solaire et la haute atmosphère martienne (Jakosky *et al.*, 2015). L'échappement en ion oxygène a déjà pu être estimé, donnant des estimations cohérentes avec les précédentes, de l'ordre de  $10^{24}$  ions.s<sup>-1</sup> (Chassefière & Leblanc, 2004; Brain *et al.*, 2015). Des ions métalliques et des aurores diffuses ont aussi pu être observés suite au passage de la comète C/2013 A1 (Siding Spring) en octobre 2014 (Schneider *et al.*, 2015).

Depuis le début de la mission MGS jusqu'à aujourd'hui, Mars est observée en continu depuis l'orbite. MGS couvre la période 1997-2006, et les sondes Mars Odyssey (NASA), Mars Express (ESA), Mars Reconnaissance Orbiter (NASA) et MAVEN (NASA) ont pris le relais respectivement à partir de 2001, 2003, 2005 et 2013, et sont toutes en service actuellement. Il est à noter que l'agence spatiale indienne (l'ISRO) a placé depuis 2014 une sonde en orbite autour de Mars, Mars Orbiter Mission. Cette mission, avant tout technologique, embarque néanmoins une charge utile dédiée notamment à l'étude de l'atmosphère martienne.

En plus d'être continuellement observée depuis l'orbite, Mars est désormais continuellement étudiée depuis sa surface depuis janvier 2004, et l'arrivée des Mars Exploration Rovers (MER) Spirit et Opportunity américains. Spirit a fonctionné jusqu'à 2010, et Opportunity est toujours opérationnel aujourd'hui. Entre mai et novembre 2008, l'atterrisseur fixe Phoenix a permis d'étudier pour la première fois la surface martienne à haute latitude (68°N) démontrant la présence de glace d'eau quasi-pure enfouie sous quelques centimètres de régolite. Un autre rover d'exploration, Mars Science Laboratory (MSL) étudie aussi la surface de Mars depuis août 2012. Ces nombreuses missions ont permis d'atteindre le niveau de connaissance d'aujourd'hui, qui sera détaillé de manière non exhaustive dans la section suivante. Une attention particulière sera portée à l'étude du climat martien actuel, en lien avec l'évolution des surfaces glacées.

Les nombreuses missions vers Mars qui ont échoué n'ont pas été mentionnées ici. Il faut tout de même savoir que le taux moyen de réussite de ce type de mission depuis le début de l'exploration spatiale est d'environ cinquante pour-cent, avec 22 missions réussies et 21 échecs. Quatre missions d'exploration future sont prévues. L'orbiteur Trace Gas Orbiter du projet Exomars (ESA), dédié à l'étude fine de l'atmosphère (et incluant un module atterrisseur de démonstration) doit être lancé en janvier 2016. L'atterrisseur fixe InSight (NASA), dédié à l'étude de la structure interne de Mars, devrait partir en mars 2016. Enfin, deux missions visant à envoyer des rovers étudier la surface et la proche subsurface martienne sont actuellement en phase de développement : ExoMars (ESA), dont le lancement est prévu en 2018, mais qui a connu de nombreuses difficultés budgétaires, et dont l'histoire connaît encore beaucoup de rebondissements, et Mars 2020 (NASA), dont le lancement est prévu aux alentours de 2020. Il existe aussi de nombreux projets de mission, qui sont encore en phase d'étude.

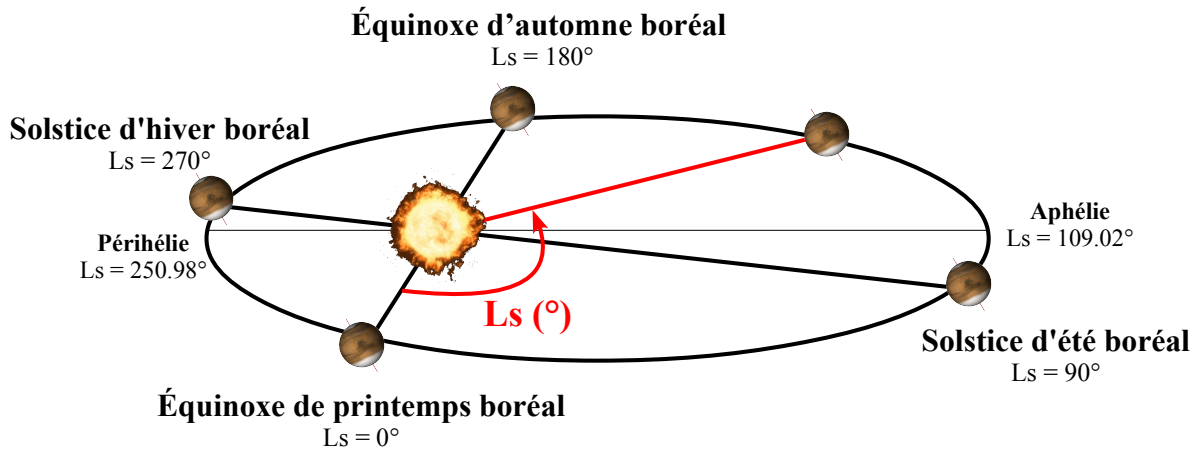


FIGURE 1.11 – Orbite de Mars. Les saisons indiquées correspondent aux saisons boréales. Ce schéma introduit aussi la notion de longitude solaire, notée  $L_S$ . C'est l'angle formé entre l'axe Mars-Soleil à un moment donné par rapport à un axe de référence correspondant à l'équinoxe de printemps boréal. C'est par la longitude solaire qu'on repère une date de l'année martienne.

### 1.1.3 Caractéristiques majeures de la planète Mars

#### 1.1.3.1 Caractéristiques orbitales

Mars orbite à une distance moyenne de 1.52 UA autour du Soleil, ce qui en fait la quatrième planète de notre système solaire, après Mercure, Venus et la Terre. L'inclinaison de son axe de  $25.2^\circ$  par rapport au plan orbital, comparable à celle de la Terre, de  $23.4^\circ$  lui confère un cycle annuel des saisons. Il est à noter qu'une année martienne dure 687 jours terrestres, soit 669 jours martiens, plus communément appelés sols, 1 sol correspondant à 24h39min35s (Standish & Williams, 1992; Standish & Newhall, 1996; Folkner *et al.*, 1997; Seidelmann, 2005; Seidelmann *et al.*, 2007; Urban & Seidelmann, 2014). Étant donnée son excentricité significativement plus forte que celle de la Terre (0.0934 contre 0.0167) et la configuration de son orbite (voir Figure 1.11), les saisons sont nettement plus marquées dans l'hémisphère sud, qui connaît des hivers longs et froids, et des étés courts et chauds, en comparaison de l'hémisphère nord. La Figure 1.11 permet, en plus de décrire l'orbite martienne, d'introduire la notion fondamentale de longitude solaire. C'est le moyen utilisé pour repérer l'époque de l'année sur Mars.

La longitude solaire, notée  $L_S$ , est l'angle formé par l'axe Mars-Soleil par rapport à l'axe de référence Mars-Soleil au moment de l'équinoxe de printemps boréal. La longitude solaire est donc équivalente à l'anomalie vraie  $v$ , plus commune en mécanique céleste, à la différence près que la première prend son origine à l'équinoxe de printemps boréal, alors que la seconde a pour origine le périhélie. On a donc  $L_S = 0^\circ$  à l'équinoxe de printemps boréal (équinoxe d'automne austral),  $L_S = 90^\circ$  au solstice d'été boréal (solstice d'hiver austral), et ainsi de suite. La configuration de l'orbite martienne donne  $L_S = v + 250.98^\circ$  (Capderou, 2002).

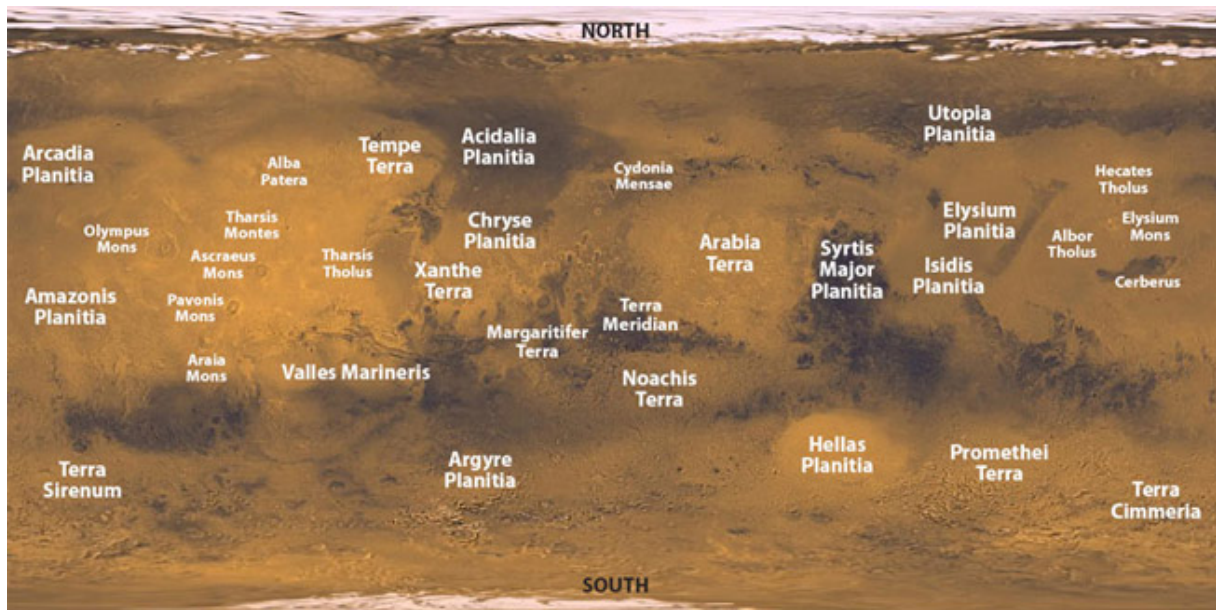


FIGURE 1.12 – Mosaïque globale de Mars, centrée sur la longitude 0°W, réalisée à partir d’image MOC, avec les principales régions indiquées. Crédits : NASA/JPL

### 1.1.3.2 Surface et intérieur

**1.1.3.2.1 Caractéristiques planétaires** Mars a un rayon équatorial de 3396.2 km, soit à peine plus de la moitié du rayon terrestre, pour un facteur d’aplatissement assez fort de 0,005 (contre 0,0033529 pour la Terre) (Van Hoolst *et al.*, 2000). Combinés à une masse volumique moyenne de  $3934 \text{ kg.m}^{-3}$ , ceci confère à Mars une gravité en surface de  $3.711 \text{ m.s}^{-2}$ , environ un tiers de la gravité terrestre. La surface de Mars est tout d’abord marquée par une dichotomie majeure, bien visible sur la Figure 1.9. Au Sud, on observe des hauts plateaux, d’âge ancien, fortement cratérisés, et au nord, on observe des plaines lisses, beaucoup plus récentes. On note aussi la présence d’une vaste zone témoignant d’activité volcanique passée proche de l’équateur. L’hémisphère sud comporte deux grands bassins d’impact, Hellas à 70° Est et Argyre à 45° Ouest, qui vont avoir une influence notable sur la circulation atmosphérique.

**1.1.3.2.2 Composition minéralogie de la surface** La surface de Mars est recouverte en grande partie par un fin régolite minéral, composé d’oxydes ferriques, lui conférant sa couleur orangée (Poulet *et al.*, 2007; Ody *et al.*, 2012). Cette composition est due à l’altération par l’atmosphère de la surface, composée majoritairement de basaltes mafiques (McSween *et al.*, 2009; Poulet *et al.*, 2009b), donc riches en fer. D’autres types de minéraux ont été identifiés grâce à des critères spectraux, et en particulier de nombreuses espèces hydratées comme les phyllosilicates (Poulet *et al.*, 2007; Carter *et al.*, 2010, 2013) suggérant que l’eau liquide a circulé pendant une longue période, désormais révolue, à la surface de Mars.

**1.1.3.2.3 Morphologies en surface** De très nombreux types de morphologies ont été observées à la surface de Mars par les diverses missions qui y ont été envoyées. Parmi elles, une grande partie témoignent de caractéristiques passées : la présence de volcans (McCauley *et al.*, 1972; Carr, 1973),



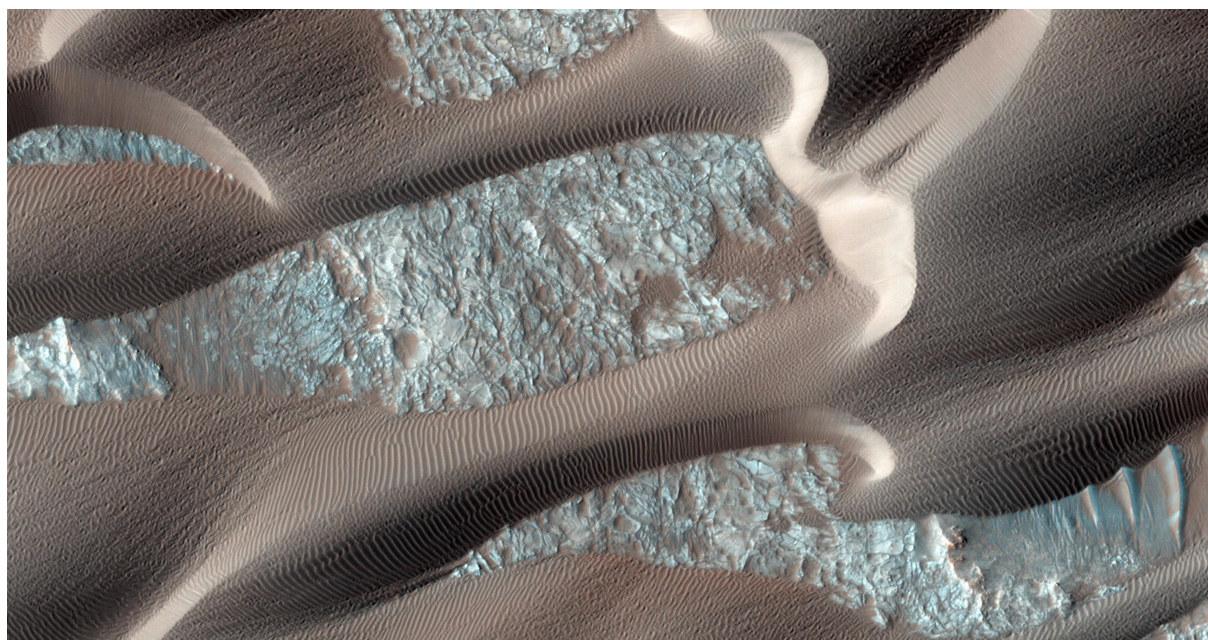


FIGURE 1.13 – Dunes et rides, migrant dans Nili Patera, une caldeira de la région de Syrtis Major (cf Figure 1.12). Image extraite de l’observation ESP\_028575\_1890 faite en août 2012 par l’instrument HiRISE. L’image couvre environ un kilomètre en largeur. Des comparaisons faites entre des images de la même zone prises en différents moments ont démontré la migration de ces dunes (Bridges *et al.* , 2012).

témoigne d’une activité interne, et même jusqu’à très récemment (seulement quelques millions d’années) (Neukum *et al.* , 2004). De même, la présence de failles est le vestige d’une activité tectonique passée (Melosh, 1980; Tanaka & Davis, 1988; Mege & Masson, 1996). On observe aussi de nombreux réseaux fluviaux dendritiques, ou de grandes vallées de débâcle qui témoignent des climats passés de Mars (Costard & Baker, 2001; Masson *et al.* , 2001; Mangold *et al.* , 2003; Howard *et al.* , 2005).

Une autre famille de morphologies concerne le climat actuel de Mars, apportant autant d’informations sur son fonctionnement. L’identification de ce type de morphologies a été rendue possible par les progrès technologiques considérables apportés par les missions récentes, depuis les années 2000, et l’arrivée de la haute résolution spatiale (jusqu’à 25 cm par pixel pour l’imageur le plus récent, HiRISE (McEwen *et al.* , 2007) embarqué à bord de la sonde MRO (Graf *et al.* , 2005)). On observe de nombreux champs de dunes (Cutts & Smith, 1973), ainsi que des rides à la surface (Bridges *et al.* , 2007) montrant pour certaines une constante évolution (Bridges *et al.* , 2012). Ils sont les témoins de l’activité éolienne sur Mars, et donnent de précieuses informations concernant la direction des vents et le transport de poussières (Hansen *et al.* , 2011).

Différents types d’écoulements actifs sont observés. Certains correspondent à de simples avalanches, mais beaucoup sont encore mal compris à ce jour, comme les RSL (Recurring Slope Lineae), des traînées sombres pouvant être dues à de brefs écoulements d’eau liquide contenant des saumures (McEwen *et al.* , 2011; Chevrier & Rivera-Valentin, 2012).

On observe des morphologies glaciaires et périglaciaires en quantités à la surface martienne, indiquant un sous-sol très riche en eau, et de vastes régions constituées de pergélisol (Mellon *et al.* , 2008; Sejourne *et al.* , 2012). Les polygones de contraction thermique ou les cratères à éjecta lobés recensés en sont





FIGURE 1.14 – Polygones dans un cratère de la région d’Utopia Planitia, situé à environ 70°N et 65°E. On peut observer ces figures de contraction thermique, témoins d’un sous-sol riche en glace à plusieurs échelles sur cette image. L’image fait 1 km de large et est extraite de l’image HiRISE ESP\_016641\_2500. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona.

des exemples. On observe aussi sur Mars de nombreux processus géomorphologiques actifs directement associés aux dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> qui seront étudiés en détail dans cette thèse, et qui seront détaillés au chapitre 2.

### 1.1.3.3 Atmosphère

**1.1.3.3.1 Structure et composition** La pression atmosphérique à la surface de Mars est comprise entre 5 mbar et 10 mbar selon la saison et la localisation. L’atmosphère martienne est constituée en grande majorité de CO<sub>2</sub> (96 %), ainsi que d’argon (1.93 %), de diazote (1.89 %), de dioxygène (0.145 %) et de divers gaz traces tels que le monoxyde de carbone (700 ppm), la vapeur d’eau (300 ppm) ou le monoxyde d’azote (130 ppm) (Mahaffy *et al.* , 2013). Plusieurs détections controversées de méthane ont été faites par le spectromètre PFS embarqué à bord de la mission Mars Express (Formisano *et al.* , 2004) et depuis la Terre (Mumma *et al.* , 2009). D’abord contestée (Webster *et al.* , 2013), cette détection de méthane est appuyée par les détections par l’instrument SAM sur le rover MSL depuis fin 2014 (Webster *et al.* , 2015). La recherche de méthane est sujette à la controverse, car cette molécule organique est souvent associée à l’activité biologique, et sa présence peut avoir des implications sur les possibilité de vie microbienne en subsurface de Mars, même si d’autres phénomènes tels que la serpentinization (une hydratation de minéraux) peuvent expliquer sa présence (Oze & Sharma, 2005; Atreya *et al.* , 2007).

Bien que l’atmosphère martienne soit plus ténue que celle de la Terre, elle est plus étendue : en effet, la troposphère martienne s’élève jusqu’à 45 km d’altitude, est surmontée par la mésosphère jusqu’à 110 km, puis enfin la thermosphère/ionosphère, jusqu’à près de 800 km d’altitude. En revanche, la hauteur d’échelle de l’atmosphère martienne est comparable à la valeur terrestre avec 11.1 km pour Mars

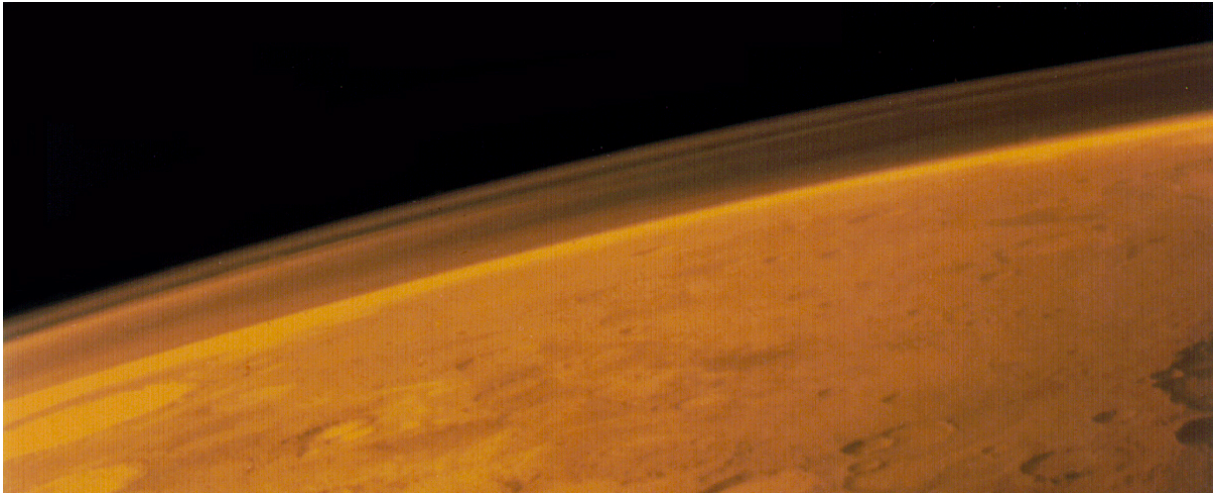


FIGURE 1.15 – Image aux limbes de Mars par la sonde Viking 1. On distingue les stratifications de l’atmosphère de Mars, chargée en aérosols de poussières. Crédits : NASA/JPL

contre environ 8.5 km pour la Terre. La hauteur d’échelle correspond à la distance verticale à parcourir pour diviser la pression par un facteur  $e$ .

L’atmosphère de Mars contient aussi une grande quantité d’aérosols de poussières, ce qui lui donne sa teinte orangée (voir Figure 1.15). Ces aérosols proviennent du régolite, et leur concentration dans l’atmosphère peut varier grandement au gré des saisons et des tempêtes. On caractérise cette concentration par l’épaisseur optique en aérosols (AOT : Aerosol Optical Thickness), grandeur nécessaire pour obtenir de bonnes corrections atmosphériques, mais rendue difficile d’accès à cause des grandes similarités entre les propriétés optiques des aérosols et celles des poussières en surface (*cf* Partie 8.2).

**1.1.3.3.2 Circulation** La circulation atmosphérique martienne est largement dominée par le cycle saisonnier de condensation/sublimation du  $\text{CO}_2$ , détaillé dans la section suivante. Celui-ci entraîne la formation d’une grande cellule de Hadley équatoriale (Forget *et al.* , 1999), qui change de direction aux environs de chaque équinoxe. A titre de comparaison, la Terre possède deux cellules de Hadley stables et plus petites, circulant dans un sens opposé autour de l’équateur. Une cellule de Hadley est une cellule convective ascendante dans les régions équatoriales, et descendante à plus haute latitude. On observe aussi une circulation de l’eau, avec notamment la formation de nuages d’eau pendant l’été boréal aux faibles latitudes, ainsi qu’une importante circulation de poussières à l’échelle globale. À certaines altitudes, de fins nuages de  $\text{CO}_2$  peuvent se former (Clancy & Sandor, 1998; Pearl *et al.* , 2001; Montmessin *et al.* , 2007a). Ces cycles sont décrits plus en détail en section 1.2. On est capable aujourd’hui de reproduire assez fidèlement la circulation atmosphérique martienne avec des modèles de climats jusqu’à une échelle de quelques degrés de latitude et longitude (Forget *et al.* , 2006).

	Mars ♂	⊕ Terre ♂
Distance moyenne au Soleil	1.52 UA	1. UA
Excentricité	0.0933	0.0167
Période de rotation sidérale	1.026j	1j
Période orbitale	668.6 sols / 686.97j	365.26j
Inclinaison de l'axe	25.19°	23.44°
Rayon moyen volumétrique	3389.5 km	6371.0 km
Gravité à la surface à l'équateur	3.711 m.s <sup>-2</sup>	9.780 m.s <sup>-2</sup>
Température maximale en surface	~ 273 K (0°C)	329.9 K (56.7°C)
Température moyenne en surface	~ 210 K (-63°C)	288 K (15°C)
Température minimale en surface	~ 140 K (-133°C)	180 K (-93.2°C)
Pression atmosphérique moyenne à la surface	636 Pa	101325 Pa
Composants principaux de l'atmosphère	CO <sub>2</sub> 96.0 %	N <sub>2</sub> 78.1 %
	Ar 1.93 %	O <sub>2</sub> 20.9 %
	N <sub>2</sub> 1.89 %	Ar 0.93 %
	O <sub>2</sub> 0.145 %	CO <sub>2</sub> 0.04 %

TABLE 1.1 – Caractéristiques physiques et orbitales principales de Mars en analogie avec celles de la Terre. Sources : World meteorological organization ; Zurek *et al.* (1992); Read & Lewis (2004); Mahaffy *et al.* (2013).

## 1.2 Climat martien actuel

### 1.2.1 Le cycle du CO<sub>2</sub> et calottes polaires

Leighton et Murray mettent pour la première fois en évidence le cycle du CO<sub>2</sub> martien (Leighton & Murray, 1966). Pendant l'hiver local, la température en surface atteint la température de condensation du CO<sub>2</sub> (150 K). Le CO<sub>2</sub> présent dans l'atmosphère peut alors se condenser et se déposer sous forme solide à la surface, sous forme de dépôts saisonniers. Deux modes de dépôt différents sont envisageables : soit par condensation directe de l'atmosphère à la surface, soit par précipitation.

Le premier mode de dépôt est à rapprocher du dépôt de givre, ou de la rosée qui se forme pendant les nuits fraîches sur Terre, ou d'un glaçon se formant dans une bouteille d'eau placée au congélateur. La rugosité de la surface martienne implique pour ce mode de dépôt la formation de multiples cristaux très fins, pouvant croître par métamorphisme pour éventuellement former une couche polycristalline compacte (Eluszkiewicz *et al.*, 2005). Ce mode de dépôt est symétrique par rapport au pôle.

Le second mode de dépôt est associé à la formation de nuages, et la précipitation de neige de CO<sub>2</sub> à la surface, comme a pu l'observer le laser altimètre MOLA pendant la nuit polaire dans l'hémisphère sud (Colaprete & Toon, 2002). La formation de ces nuages orographiques serait due aux mêmes mécanismes que sur Terre, soit le soulèvement de masses atmosphériques par interaction avec un relief en amont de la circulation. En revanche, ils donneraient naissance sur Mars à des formes de nuages diffuses et très étendues pouvant atteindre la surface, très éloignées des formes terrestre nettes. Ces différences peuvent être expliquées par la proportion en espèces précipitables dans l'atmosphère de Mars, bien supérieure à la valeur terrestre. Ce mode d'accumulation résulte en une émissivité de la surface différente par rapport

à la condensation directe, et à l'inverse de celui-ci, présente une asymétrie par rapport au pôle, à l'image de la topographie (Giuranna *et al.* , 2008).

L'émission thermique de la surface pendant la nuit polaire a permis de mettre à jour l'existence de points froids (Kieffer *et al.* , 2000), nettement en dessous de la température de condensation de CO<sub>2</sub> (voir par exemple Figure 2.1). Cette découverte était inattendue, car on s'attendrait naturellement à voir la température de condensation du CO<sub>2</sub>, étant donné que l'atmosphère en est composée en majeure partie : il y a donc un déséquilibre thermique entre l'atmosphère et la surface. Il a été attribué à la présence de glace sous forme de petits grains en surface, et associé à un dépôt sous forme de précipitations. À l'inverse, le reste de la calotte saisonnière serait constitué d'une couche compacte (Titus *et al.* , 2001). Cependant, en dehors de la nuit polaire, ces petits grains ne sont pas observés. Ceci pourrait s'expliquer par une croissance de la taille des grains par métamorphisme (Titus *et al.* , 2001; Eluszkiewicz *et al.* , 2005).

Pendant le printemps, ces dépôts vont ensuite se sublimer. Ces calottes saisonnières atteignent des dimensions considérables, comme on peut le voir Figure 1.16. Les dépôts saisonniers sont d'une épaisseur de l'ordre du mètre au maximum, et s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres, descendant jusqu'à des latitudes de 50°N pour la calotte nord, et remontant à près de 45°S pour la calotte australe (Kieffer *et al.* , 2000; Kieffer & Titus, 2001; Appéré *et al.* , 2011; Langevin *et al.* , 2007; Schmidt *et al.* , 2009, 2010), pouvant même générer la condensation de givre de CO<sub>2</sub> jusqu'à 34°S sur les pentes faisant face au pôle (Vincendon *et al.* , 2010). Cette condensation de l'atmosphère pendant l'hiver est si importante qu'elle fait chuter la pression atmosphérique martienne de près de 30%. La pression à la surface varie donc de manière considérable au grès des saisons : l'atmosphère se gonfle et se dégonfle deux fois par année martienne (voir Figure 1.8).

### 1.2.1.1 Calotte polaire résiduelle nord

Pendant le printemps et été boréal, les dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub> se subliment entièrement. Il n'y a donc pas au Nord de calotte permanente de glace de CO<sub>2</sub>. Il y a cependant une très importante calotte permanente de glace d'eau, d'environ 1100 km de diamètre (voir Figure 1.16b). L'ensemble de la calotte résiduelle nord est en contact direct avec l'atmosphère martienne lorsque les dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> ont disparu. Elle est composée de dépôts stratifiés de glace d'eau quasi-pure entrecoupés de couches plus poussiéreuses (Grima *et al.* , 2009; Herkenhoff *et al.* , 2007), les NPLD (*North Polar Layered Deposits*), sur une épaisseur de près de deux kilomètres (Phillips *et al.* , 2008), et surmontant une unité basale constituée elle aussi de glace d'eau et d'une épaisseur d'un kilomètre (voir Figure 1.18). La stratification des NPLD et l'alternance de couches plus ou moins poussiéreuses peut être expliquée par l'alternance à l'échelle du million d'années de périodes de plus ou moins forte obliquité ou excentricité de Mars (Herkenhoff *et al.* , 2007; Phillips *et al.* , 2008).

Les NPLD sont agencés en spirale autour du pôle nord, entrecoupée d'incisions de plusieurs centaines de mètres de profondeur (voir Figures 1.17b et 1.18). Cet agencement particulier de la calotte nord pourrait être expliqué par un processus d'érosion par des vent catabatiques (Howard, 2000). Ce type de vent résulte de deux facteurs : une différence d'altitude, associée à une température plus froide en hauteur,



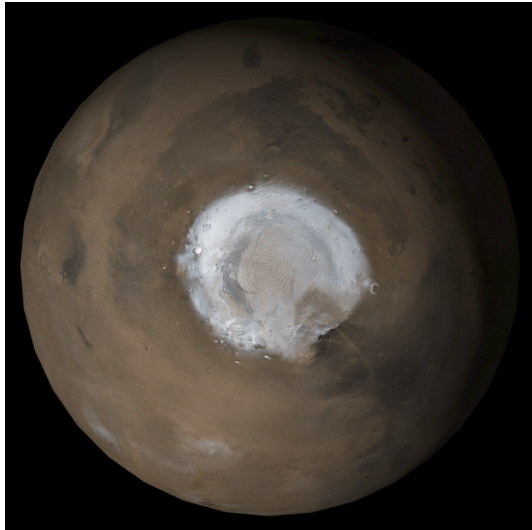
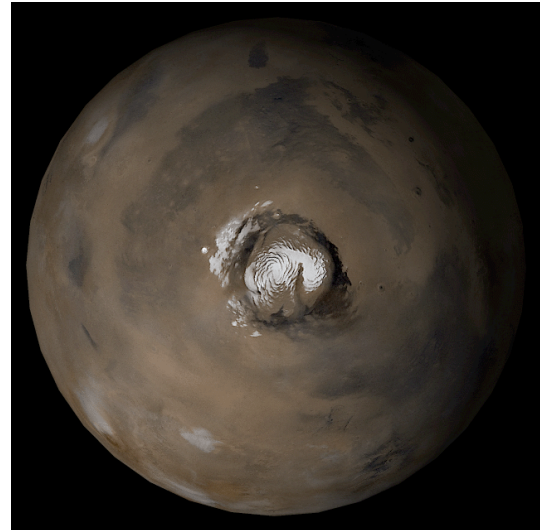
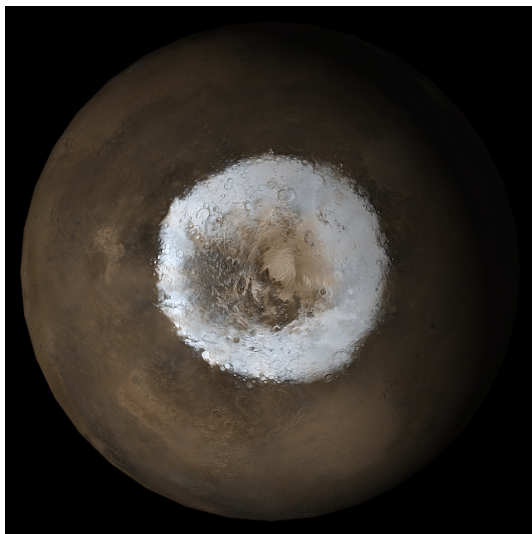
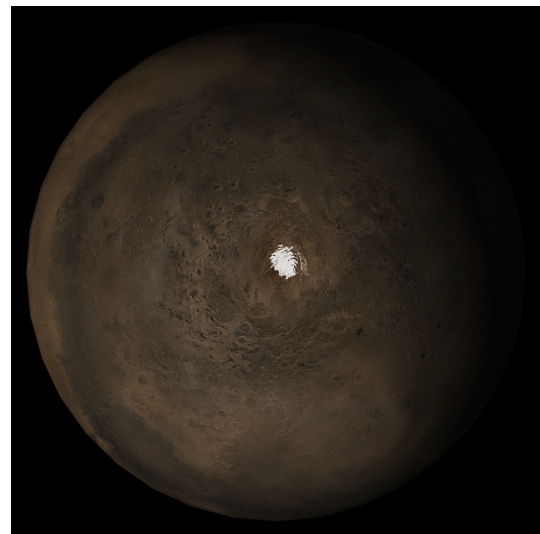
(a) Hémisphère nord,  $L_S = 53^\circ$ (b) Hémisphère nord,  $L_S = 93^\circ$ (c) Hémisphère sud,  $L_S = 211^\circ$ (d) Hémisphère sud,  $L_S = 324^\circ$ 

FIGURE 1.16 – Variation d’extensions saisonnière des calottes polaires de Mars. (a) Mosaïque de l’hémisphère nord au milieu du printemps boréal. Les dépôts de  $\text{CO}_2$  s’étendent sur des milliers de kilomètres. (b) Mosaïque de l’hémisphère nord au solstice d’été boréal en projection polaire Nord. Les dépôts de  $\text{CO}_2$  ont complètement disparu, et ont découvert la calotte permanente de glace d’eau. (c) Mosaïque de l’hémisphère sud au début du printemps austral en projection polaire Sud. On remarque une zone plus sombre, appelée région cryptique au sein de la calotte, dont on donnera quelques détails en section 2.1.1. (d) Mosaïque de l’hémisphère sud au milieu de l’été boréal. Les dépôts saisonniers de  $\text{CO}_2$  ont disparu, et ont découvert la calotte permanente de glace de  $\text{CO}_2$ , dont on donne quelques caractéristiques en section 1.2.1.1. Crédits : NASA/JPL/MSSS

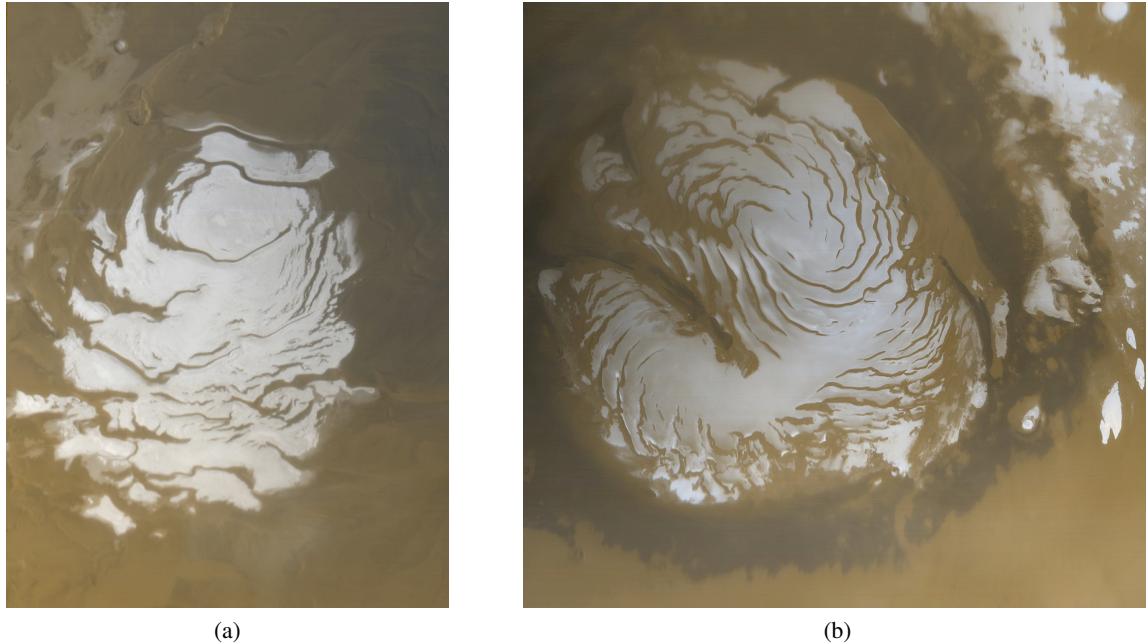


FIGURE 1.17 – (a) Calotte résiduelle de glace de  $\text{CO}_2$  sud, vue par la caméra MOC en avril 2000, en plein été austral, quand la calotte a atteint son extension minimale. De haut en bas sur cette image, la calotte fait environ 420km de long. (b) Calotte résiduelle nord vue par la caméra MOC en mars 1999 au début de l'été boréal. On remarque un anneau plus sombre autour de la calotte, dû à la présence d'un vaste champ de dunes. La calotte fait environ 1100km de diamètre. Crédits : NASA/JPL/MSSS.

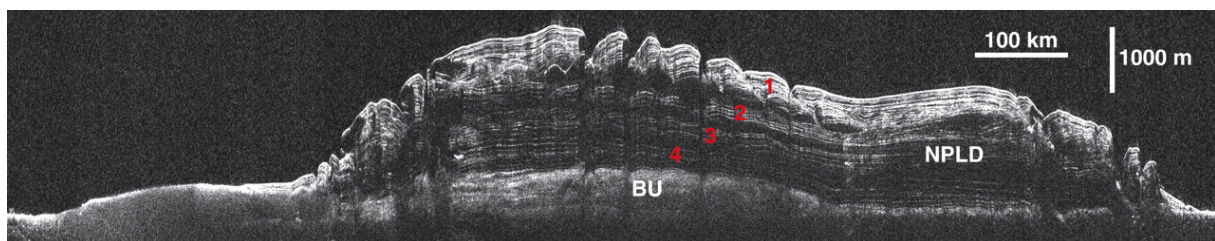


FIGURE 1.18 – Radargramme mesuré par l'instrument SHARAD (Seu *et al.* , 2004) embarqué à bord de la sonde MRO, montrant une coupe de la calotte résiduelle nord, extrait de Phillips *et al.* (2008). L'acronyme NPLD désigne les dépôts stratifiés, BU désigne l'unité basale, et les chiffres 1 à 4 indiquent différents paquets de stratifications, soit une stratification à plus grande échelle correspondant à une variation sur de plus longues périodes des paramètres orbitaux de Mars.

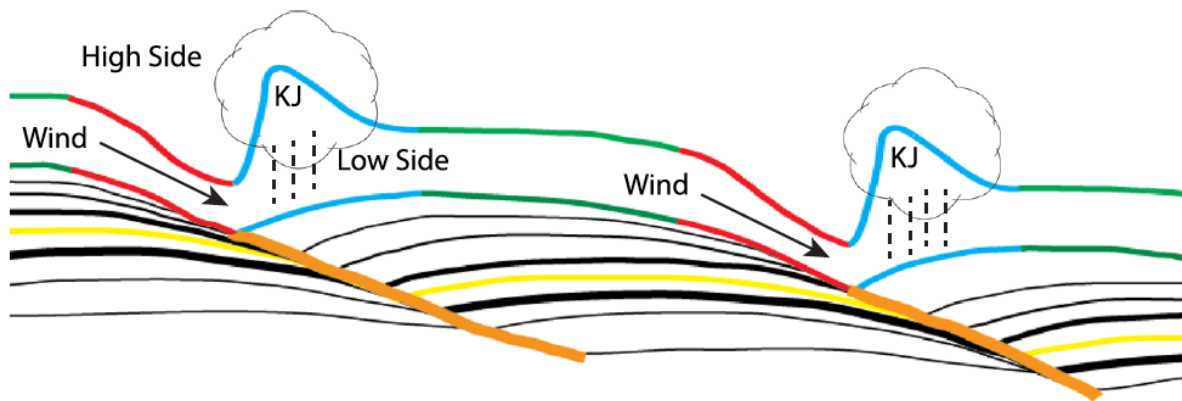


FIGURE 1.19 – Illustration du mécanisme proposé pour la formation et la migration des dépressions en spirale des NPLD, issue de Smith *et al.* (2013). L’effet de ressaut catabatique engendré par des différences de topographie préexistantes entraîne une érosion préférentielle en amont de la dépression et un dépôt préférentiel en aval. En rouge sont représentées les zones de vents catabatiques rapide, en bleu les zones de ressaut (KJ, pour *katabatic jump*), et en vert les zones “neutres”.

qui va provoquer la chute des masses d’air du haut des pentes vers le bas. Ces vents peuvent être très violents, et sont caractéristiques des zones polaires, où la présence de calottes crée les conditions idéales à leur déclenchement. Dans le cas des dépressions en spirale de la calotte polaire nord, leur formation et leur migration seraient dues à la combinaison de variations topographiques préexistantes, d’érosion par les vents catabatiques et des effets de ressaut, ou phénomènes de Loewe, comme illustré Figure 1.19 (Smith & Holt, 2010; Smith *et al.* , 2013; Smith & Holt, 2015).

### 1.2.1.2 Calotte polaire résiduelle sud

La calotte permanente Sud est composée de trois unités distinctes : la calotte permanente de CO<sub>2</sub> , reposant sur une couche de quelques centaines de mètres d’épaisseur de glace d’eau quasi pure, que l’on peut apercevoir directement au fond des dépressions formant le swiss cheese et dans les bords (Byrne & Ingersoll, 2003b; Bibring *et al.* , 2004), le tout reposant sur une épaisse unité de dépôts stratifiés (les SPLD), d’une étendue beaucoup plus grande (d’un diamètre de plus de 1000 km) (Byrne & Ivanov, 2004; Plaut *et al.* , 2007), comme on peut le voir Figure 1.21.

**Couche surfacique de CO<sub>2</sub>** Dans l’hémisphère sud, la sublimation des dépôts saisonniers découvre une calotte permanente (ou résiduelle) de glace de CO<sub>2</sub> de 300 km de diamètre (Kieffer, 1979) (voir Figures 1.16d, 1.17a et l’image de la page 7). Cette calotte résiduelle a la particularité, déjà notée depuis longtemps de ne pas être du tout centrée sur le pôle géographique. Par ailleurs, l’altitude élevée par rapport aux alentours de la calotte permanente est énigmatique : la pression atmosphérique étant plus faible, on s’attend à ce que la glace carbonique soit moins stable. En revanche, sa présence pourrait être plus ancienne. Dans ce cas, de par sa faible inertie thermique, et la durée relativement courte de l’été austral martien, elle reste stable. En résumé, il est difficile d’en condenser, mais une fois qu’elle est là, elle est suffisamment stable pour rester. Cette couche de glace de CO<sub>2</sub> fait une dizaine de mètres d’épaisseur.



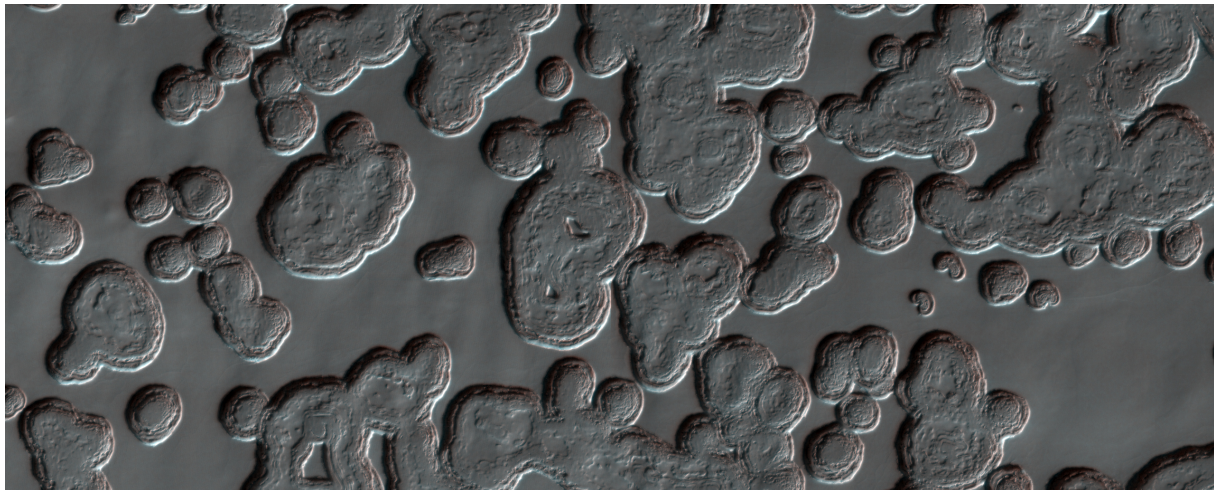


FIGURE 1.20 – Terrain en “Swiss cheese”. Les dépressions circulaires grandissent de 1 m à 3 m par année martienne, et finissent par se rejoindre. L’éclairement vient de la gauche. L’image fait environ 600 m de largeur, et est extraite de l’image HiRISE ESP\_012271\_0940. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona.

On observe à sa surface en été des milliers de petites dépressions circulaires, de quelques dizaines à centaines de mètres de diamètre et d’une dizaine de mètres de profondeur (voir Figure 1.20). L’ensemble de ces dépressions forment le “Swiss cheese” (gruyère) (Thomas *et al.* , 2000, 2005). Son évolution est encore mal comprise, mais les dépressions grandissent de quelques mètres par année martienne (Malin *et al.* , 2001; Thomas *et al.* , 2005; James *et al.* , 2007; Thomas *et al.* , 2009). S. Byrne et A. P. Ingersoll ont modélisé leur croissance annuelle avec un modèle faisant le bilan d’énergie d’une dépression dans une couche de CO<sub>2</sub> compacte contenant des impuretés de poussière reposant sur une couche de glace d’eau (Byrne & Ingersoll, 2003b). Ils ont obtenu un bon accord avec les observations, avec une croissance radiale annuelle d’1.1 m.an<sup>-1</sup>. Ceci conforte l’hypothèse d’une calotte résiduelle de CO<sub>2</sub> instable sur le long terme. Les même auteurs, en se basant sur leur modèle, proposent un âge de début de formation de l’ensemble de ces dépressions de quelques dizaines d’années à quelques siècles. Cette formation aurait été déclenchée par un changement des conditions environnementales (Byrne & Ingersoll, 2003a).

La présence de la calotte pérenne pourrait jouer un rôle tampon sur l’atmosphère martienne, constituant un important réservoir de CO<sub>2</sub> et permettant ainsi de réguler la pression. En effet, une forte sublimation de glace entraîne une augmentation de la pression, favorisant la condensation du CO<sub>2</sub>, et à l’inverse, une forte condensation entraîne une baisse de pression favorisant la sublimation. C’était l’hypothèse servant de base à la théorie initiale décrivant le cycle du CO<sub>2</sub> martien formulée par R. B Leighton et B. C. Murray (Leighton & Murray, 1966). Cet effet tampon a été remis en question pour plusieurs raisons, car il semblerait que cette calotte soit en récession actuellement, les dépressions du swiss cheese croissant chaque année, et le volume totale de la calotte permanente est d’environ 380 km<sup>3</sup>, représentant moins de 3 % de la masse de l’atmosphère martienne. L’effet tampon ne peut pas être durable dans de telles conditions (Byrne & Ingersoll, 2003b). D’autres réservoirs semblent donc nécessaires pour pouvoir permettre une régulation efficace. Le radar SHARAD a permis en 2011 de découvrir un important réservoir de CO<sub>2</sub> dans les dépôts stratifiés du pôle sud, d’un volume estimé entre 9500 km<sup>3</sup> et 12500 km<sup>3</sup>, soit jusqu’à 80 % de la masse de l’atmosphère (Phillips *et al.* , 2011).

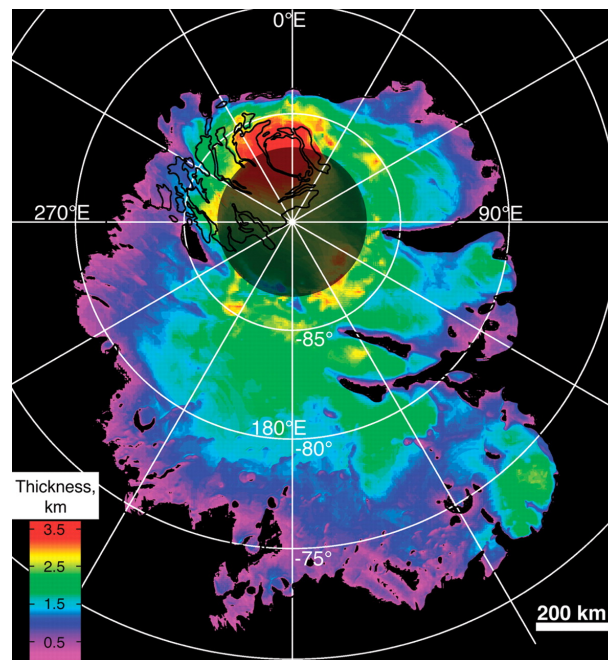


FIGURE 1.21 – Carte issue de Plaut *et al.* (2007) représentant l'épaisseur des SPLD estimée grâce aux mesures radar MARSIS et aux données altimétriques MOLA. Le contour de la calotte permanente de glace de CO<sub>2</sub> est indiqué en noir.

**Calotte d'eau** La couche de glace d'eau quasi-pure serait relativement jeune (environ 20000 ans) et se serait formée au dernier cycle de précession de Mars, lorsque le périhélie coïncidait avec l'été boréal, à l'inverse d'aujourd'hui (*cf* Figure 1.11). À cette époque, l'accumulation de glace d'eau aurait été favorable et il n'y avait pas de calotte résiduelle de CO<sub>2</sub>. La précession de Mars modifiant ces conditions, cette couche de glace d'eau accumulée a commencé à se sublimer, jusqu'à l'apparition de la calotte pérenne de CO<sub>2</sub> empêchant la glace d'eau de se sublimer davantage (Montmessin *et al.* , 2007b).

**Depôts stratifiés** À l'inverse des NPLD, les SPLD (*South Polar Layered Deposits*) ne sont pas visibles, car ils sont recouverts en permanence d'une épaisse couche de poussières. Ils ont néanmoins pu être observés indirectement par un détecteur de flux de neutrons embarqué à bord de la mission Mars Odyssey (Tokar *et al.* , 2003) démontrant la présence de glace d'eau à quelques dizaines de centimètres de la surface. Les stratifications caractérisant ces dépôts stratifiés polaires Sud (ou , abrégé SPLD) sont, tout comme les NPLD, visibles directement en de nombreux escarpements et dépressions, et la structure des calottes a été décrite à de nombreuses reprises depuis les premiers survols Mariner (Sharp *et al.* , 1971; Byrne & Ingersoll, 2003a; Byrne & Ivanov, 2004). Les radars MARSIS (Picardi *et al.* , 2004) et SHARAD (Seu *et al.* , 2004) embarqués à bord de Mars Express et MRO ont permis de préciser leur structure. Les SPLD sont composés d'une succession de couches de glace d'eau plus ou moins contaminée en poussière (Plaut *et al.* , 2007; Seu *et al.* , 2007), sur une épaisseur pouvant atteindre plus de 3.7 km (Plaut *et al.* , 2007). Un important réservoir de glace de dioxyde de carbone a de plus été mis à jour dans ces dépôts stratifiés (Phillips *et al.* , 2011).

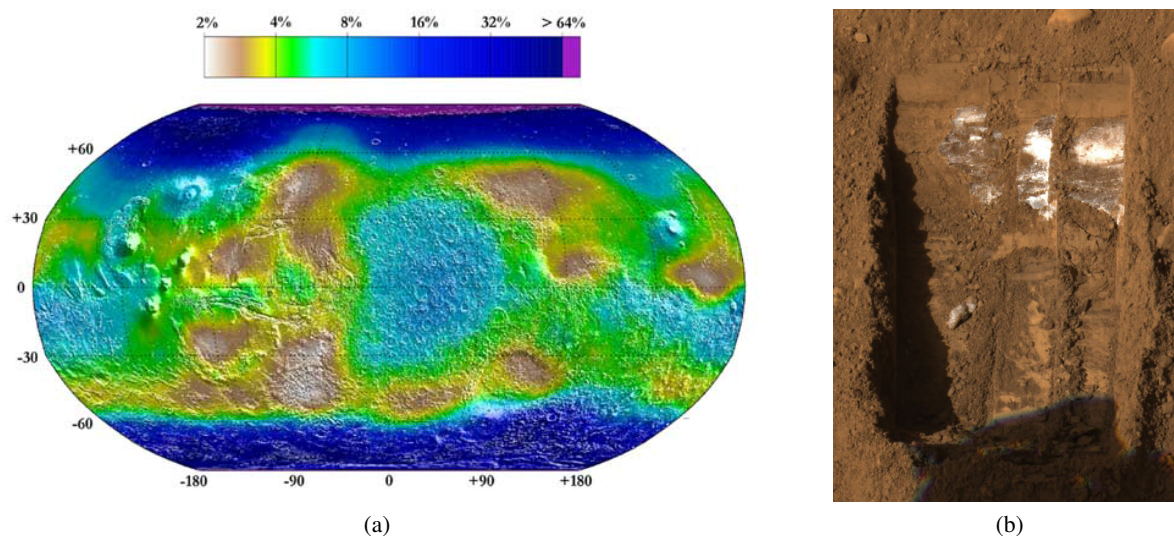


FIGURE 1.22 – (a) Distribution en quantité équivalente d’eau de l’hydrogène sur Mars, déduit du flux de neutron mesuré par la sonde Mars Odyssey, issu de Feldman *et al.* (2004). (b) L’atterrisseur Phoenix a pu confirmer la présence de glace d’eau, quelques centimètres sous la surface, en creusant cette tranchée de 20cm de large et d’environ, le 13 juin 2008. On a pu observer la sublimation de cette glace les jours suivants. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona/Texas A&M University

### 1.2.2 Le cycle de l’eau

Bien que la présence d’eau liquide stable à la surface de Mars soit rendue impossible par les conditions de pression et de température, il existe tout de même un cycle de l’eau sur Mars, bien que très différent de celui que l’on peut connaître sur Terre. L’atmosphère de Mars possède en moyenne  $20\mu\text{m}$  précipitables de vapeur d’eau, c’est à dire qu’on obtiendrait cette épaisseur d’eau en surface si toute la vapeur était condensée. Cette valeur est extrêmement faible : à titre d’exemple, il y a dans les désert les plus arides sur Terre environ  $1000\mu\text{m}$  précipitables de vapeur d’eau. Mars est donc une planète très sèche. Cependant, elle possède différents réservoirs d’eau très importants : les deux calottes polaires décrites précédemment, et une quantité significative dans sa subsurface, sous forme adsorbée et sous forme de pergélisol. Le spectromètre gamma GRS embarqué à bord de Mars Odyssey a permis d’évaluer la quantité d’eau en proche subsurface de Mars (jusqu’à 1 m à 2 m de profondeur), à partir du flux de neutron détecté (Feldman *et al.*, 2002; Mellon *et al.*, 2004; Feldman *et al.*, 2004), comme on peut le voir sur la Figure 1.22.

Ces réservoirs interagissent de différentes manières avec l’atmosphère martienne. Lorsque les dépôts saisonniers de  $\text{CO}_2$  au nord se sont sublimés, la calotte permanente de glace d’eau se retrouve en contact direct avec l’atmosphère. Une partie se sublime alors, et est transportée au gré de la circulation atmosphérique comme l’indique la Figure 1.23. Ceci entraîne la formation dans les régions équatoriales de nuages de glace d’eau pendant l’été boréal, les masses d’air étant entraînées en altitude par la branche ascendante de la cellule de Hadley équatoriale (Pearl *et al.*, 2001).

Au Sud, la calotte résiduelle d’eau reste en permanence masquée par une épaisse couche de poussières, et échange donc peu avec l’atmosphère. Elle fournit néanmoins de l’eau atmosphérique à l’hémisphère sud pendant l’été austral. Du fait de la présence de la grande cellule de Hadley équatoriale, il y a peu



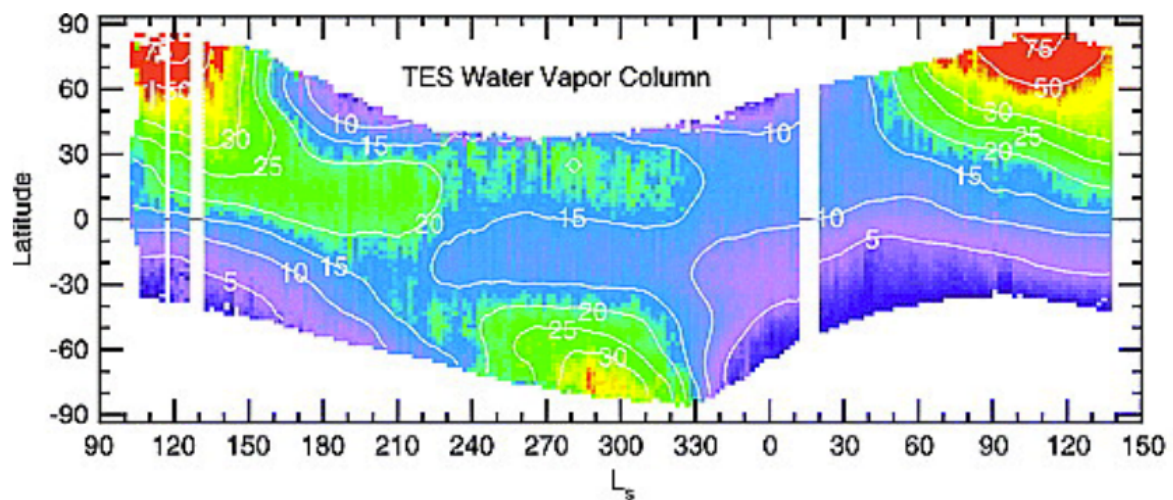


FIGURE 1.23 – Cycle annuel de transport de l’eau mesuré par le spectromètre TES, embarqué sur MRO. Chaque valeur correspond à une moyenne zonale du contenu en vapeur d’eau de la colonne atmosphérique, donnée en millimètres précipitables. Adapté de Smith (2002).

d’échanges atmosphériques entre l’hémisphère nord et l’hémisphère sud. La vapeur d’eau provenant de la sublimation estivale de la calotte nord finit donc par y retourner, à moins d’être adsorbée en chemin par la surface (Smith, 2002), et l’hémisphère sud reste en moyenne plus sec que le nord.

Au Nord comme au Sud, l’arrivée de l’hiver et la condensation des dépôts saisonniers de  $\text{CO}_2$  va entraîner la re-condensation de la vapeur d’eau au niveau des calottes. En effet, la glace  $\text{CO}_2$  constitue un piège froid pour la glace d’eau, et celle-ci se trouve donc figée pendant l’hiver local. Au printemps, quand les dépôts saisonniers se subliment, ils découvrent de la glace d’eau qui peut alors se sublimer. Cependant, la vapeur d’eau ainsi libérée n’a pas l’occasion de voyager beaucoup, car elle est alors immédiatement piégée de nouveau par les dépôts de  $\text{CO}_2$  voisins qui ne sont pas encore sublimés. Ceci amène à la création et à la rétraction durant le printemps boréal d’un anneau de glace d’eau autour des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$  de l’hémisphère nord. L’eau (sous forme de gaz) pourra de nouveau circuler lorsque les dépôts saisonniers seront entièrement sublimés à la fin du printemps (Wagstaff *et al.*, 2008; Appéré *et al.*, 2011; Pommerol *et al.*, 2012). On n’a pas observé de tel anneau dans l’hémisphère sud, probablement car la quantité d’eau disponible y est insuffisante.

Bien que la source principale d’eau atmosphérique sur Mars soit la calotte résiduelle nord, l’identification des autres sources et puits, ainsi que la compréhension du rôle de la formation des nuages de glace d’eau dans la distribution spatiale de l’eau sur Mars font encore aujourd’hui partie des grands enjeux de la recherche sur le climat martien.

### 1.2.3 Interactions entres les cycles de l’eau et du $\text{CO}_2$

Comme on a déjà pu le remarquer dans les sections 1.2.1 et 1.2.2, il y a de fortes interactions entre les cycles annuels de l’eau et du  $\text{CO}_2$  martiens. Tout d’abord, le cycle de l’eau est essentiellement contrôlé par celui du  $\text{CO}_2$ , la récession au printemps boréal des dépôts de glace saisonniers découvrant la calotte

résiduelle d'eau, et permettant l'introduction de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Le fait que la calotte de CO<sub>2</sub> sud ne se rétracte pas totalement a aussi une grande influence, recouvrant la glace d'eau forçant la température de surface au point de condensation du CO<sub>2</sub>, et empêchant ainsi la sublimation éventuelle d'eau.

À l'inverse, l'eau influence aussi le cycle du CO<sub>2</sub>. En effet, lors de la récession des calottes saisonnières au printemps, l'eau piégée par le CO<sub>2</sub> au moment de sa condensation est libérée, et vient immédiatement se re-condenser sous forme de givre à la surface des dépôts de CO<sub>2</sub>. Ce givre constitué de fins grains de glace d'eau possède un albédo très élevé, et va ainsi retarder la sublimation des dépôts de CO<sub>2</sub> (Appéré *et al.*, 2011; Pommerol *et al.*, 2012). Ce mécanisme de condensation sur un piège froid, associé à la présence d'une unique cellule de Hadley, permettrait en outre de conserver la majeure partie de l'eau atmosphériques dans l'hémisphère nord (Montmessin *et al.*, 2004).

De plus, le phénomène d'adsorption de l'eau atmosphérique par la surface, mal contraint de nos jours, pourrait avoir un rôle majeur dans le cycle de l'eau martien (Bottger *et al.*, 2005). Dans ce cas, la présence de dépôts de glace de CO<sub>2</sub> interdisant les échanges entre le régolite et l'atmosphère aurait une incidence supplémentaire sur le cycle de l'eau.

Une dernière interaction entre les deux cycles pourrait être d'ordre microphysique, par exemple pendant que l'eau se trouve piégée par les dépôts de CO<sub>2</sub>. Des études concernant l'évolution des caractéristiques physiques de l'eau au sein de la couche saisonnière de CO<sub>2</sub> doivent être menées pour éclaircir ce point.

### 1.2.4 Transport de poussières

Il existe des très nombreux processus actifs transportant la poussière de la surface de Mars. On observe des tempêtes de poussière à toutes les échelles, de la mini-tornade d'échelle métrique à la tempête de poussière globale, en passant par des tempêtes aux échelles locale et régionales (voir Figure 1.24). Tous ces processus sont caractérisés par la mise en suspension dans l'atmosphère martienne d'une quantité plus ou moins importante de poussières du régolite. Le temps de séjour dans l'atmosphère, et l'impact radiatif de ces poussières dépend à la fois de leur taille caractéristique, de leur propriétés optiques et de l'ampleur du processus les ayant mis en suspension.

#### 1.2.4.1 Tourbillon de poussières ou "Dust devils"

Sur Mars, les tempêtes de poussières peuvent se produire à toutes les échelles, de quelques mètres à l'échelle de la planète entière. A petite échelle, il se forme sur Mars de nombreux tourbillons de poussière (voir Figure 1.24a). Ces tourbillons peuvent atteindre des hauteurs de plusieurs kilomètres, et ainsi mettre en suspension dans l'atmosphère des aérosols de manière durable. Communément désignés par le terme anglais "dust devils", on peut aussi les observer sur Terre. Ils se forment lorsque de l'air chaud en surface rencontre une zone de basse pression, et s'élève rapidement.

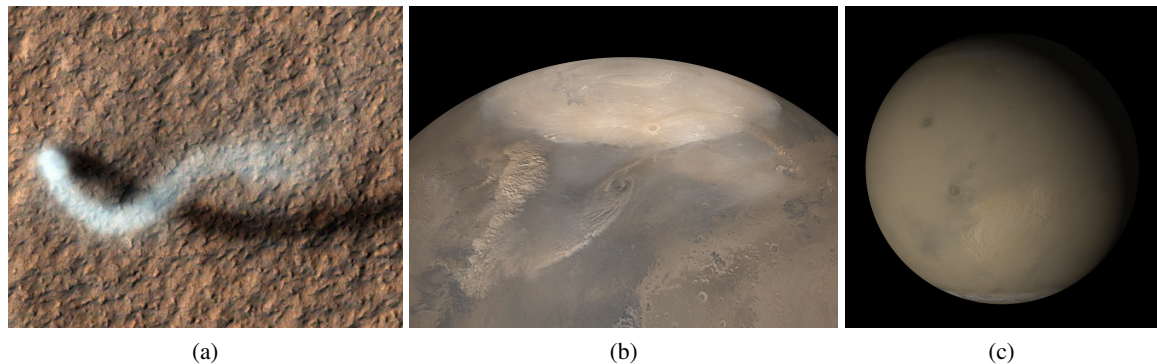


FIGURE 1.24 – Tempêtes de poussières à différentes échelles. (a) “Dust devil” (tourbillon de poussière) capturé par l’imageur haute résolution HiRISE en février 2012 (image ESP\_026051\_2160). L’image fait 600 m de large. Le tourbillon lui même fait une trentaine de mètres de large. À partir de son ombre (trace sombre), et connaissant les caractéristiques d’illumination, on peut déterminer une hauteur de panache de 800 m. Certains dust devils peuvent atteindre des altitudes beaucoup plus grandes, jusqu’à 20 km (voir par exemple l’image ESP\_026394\_2160, datant de mars 2012). (b) Tempêtes régionales de poussières affectant les zones polaires nord de Mars pendant le printemps local. Les contrastes de température entre la glace de CO<sub>2</sub> et les surface dégelées, combinée au flux de sublimation ascendant expliquerait le développement saisonnier de ces tempêtes. Mosaïque d’images de la caméra MOC réalisée en décembre 2002. (c) Mosaïque globale de Mars réalisée à partir d’images MOC, pendant la tempête de poussière généralisée de 2001. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona, NASA/MSSS.

Leur formation est favorisée par un fort ensoleillement et des surfaces sombres (absorbantes) permettant de réchauffer suffisamment l’air proche de la surface. Les irrégularités au sol entraînent des différences de chauffage, et donc des mouvements de convection des masses plus chaudes. Le remplacement de l’air chaud montant par de l’air plus froid peut ensuite générer le mouvement de rotation, qui associé aux forces de frottement à la surface, va générer un déplacement horizontal du tourbillon (Sinclair, 1969, 1973; Tratt *et al.*, 2003). Les caractéristiques de taille et de vitesse des tourbillons de poussières dépendent donc à la fois de l’ensoleillement, de l’albédo de surface, et des conditions de pression et de température de l’atmosphère. Ces différents facteurs rendent les tourbillons martiens jusqu’à cinquante fois plus large et dix fois plus hauts que leur équivalent terrestre (Ferri *et al.*, 2003; Balme & Greeley, 2006; Lorenz, 2013). Par ailleurs, l’activité de tourbillons de poussières sur Mars semble nettement plus marquée aux moyennes latitudes de l’hémisphère sud (entre 30°S et 65°S), de part l’excentricité de l’orbite martienne, entraînant un ensoleillement plus fort pendant l’été austral (Statella *et al.*, 2014).

#### 1.2.4.2 Tempêtes

La circulation des masses atmosphériques martiennes répond aux mêmes grands principes que la circulation terrestre. D’abord, les différences d’insolation en fonction de la latitude entraînent des différences latitudinales de température des masses d’air. Les masses d’air plus chaudes vont s’élever pour être remplacées par des masses plus froides environnantes. Elles migrent ensuite vers les régions plus froides, à des latitudes plus élevées, puis se refroidissent elles mêmes et redescendent, formant ainsi une cellule convective, nommée cellule de Hadley. Comme sur Terre, la déviation de cette grande cellule de

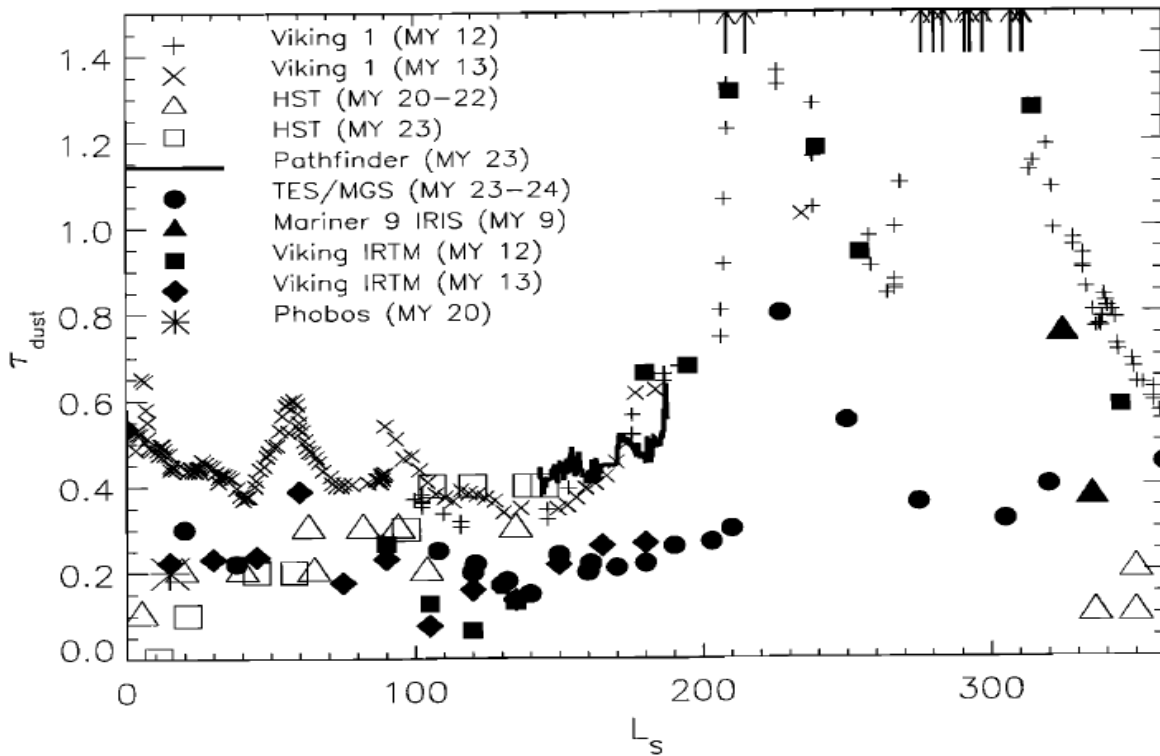


FIGURE 1.25 – Compilation de données de contenu en poussière de l’atmosphère aux basses latitudes de l’hémisphère nord, entre les années martiennes 9 et 24 en fonction de la longitude solaire, réalisée par R.T. Clancy. Les flèches indiquent des mesures d’épaisseurs optiques supérieures à 2 pendant les tempêtes de 1977 (mesures Viking 1 qui sortent du graphe). On remarque clairement une saisonnalité de l’épaisseur optique des aérosols de poussières atmosphériques. Graphe issu de Clancy *et al.* (2000).

convection par les forces de Coriolis dues à la rotation de la planète engendre un régime de vents dominants d’ouest à haute altitude. A plus basse altitude, ces vents sont déviés par la circulation de Hadley elle-même, créant des vents de nord-ouest ou sud-ouest, selon le sens de circulation de la cellule, qui s’inverse deux fois par année martienne. Ce mécanisme est analogue à celui de formation des alizés terrestres, à la différence du nombre de cellules près. En effet, il est à noter que Mars ne compte qu’une seule grande cellule de Hadley, qui migre latitudinalement selon les saisons et change de sens de circulation deux fois par an, alors que la Terre possède deux cellules plus petites stables se joignant à l’équateur (Haberle *et al.*, 1993).

A l’échelle globale, cette circulation en mono-cellule est dominante sur Mars, mais localement, des différences d’inertie thermique et d’élévation influencent fortement l’intensité et la direction des vents. Ces vents peuvent souvent atteindre des vitesses suffisantes pour arracher aux surfaces de grandes quantités de poussières, à l’échelle régionale. C’est notamment le cas aux abords des bordures des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>, où les contrastes thermiques sont très importants (Cantor, 2000) (voir Figure 1.24b). On observe donc, comme on peut le voir Figure 1.25, un cycle saisonnier des poussières, en lien avec le cycle du CO<sub>2</sub> (Clancy *et al.*, 2000).

Pendant le printemps ou l’été austral (pour mémoire, entre  $L_S = 180^\circ$  et  $L_S = 270^\circ$ ), les tempêtes générées peuvent parfois soulever d’importantes quantités de poussière (Douté, 2014), suffisamment pour réchauffer significativement l’atmosphère à l’échelle régionale de plusieurs dizaines de degrés (Gierasch

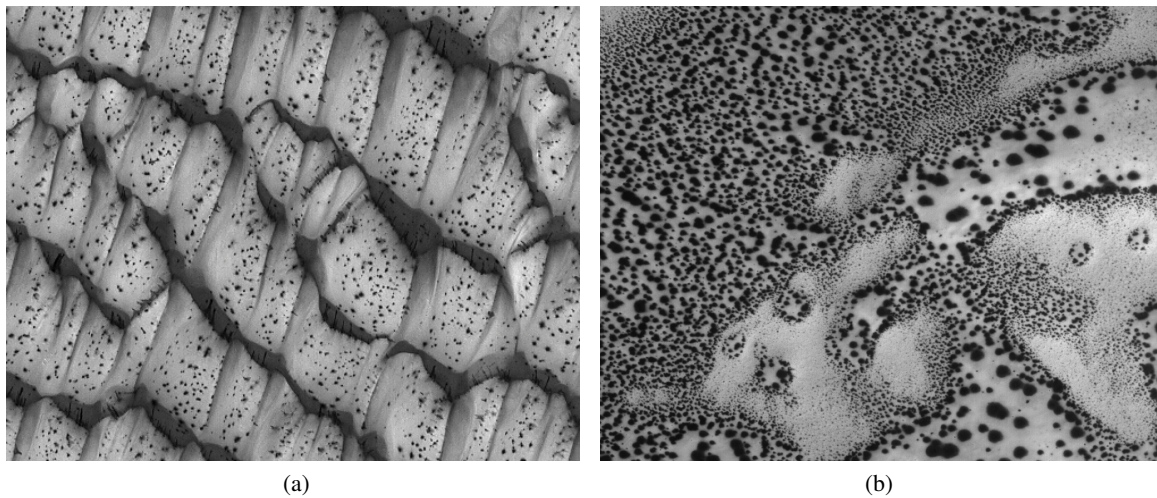


FIGURE 1.26 – Exemples de paysages printaniers dans l’hémisphère nord (a) et sud (b). Les deux images font 3 km de large. (a) Image MOC, datant d’août 2005, d’un champ de dunes (83°N, 220°W) pendant la sublimation des dépôts saisonniers. (b) Image MOC acquise en juin 2005 pendant le printemps boréal (67°S, 16°W). On peut noter l’importante variabilité locale de la distribution des taches sombres à la surface. Crédits : NASA/JPL/MSSS.

& Goody, 1972; Smith *et al.*, 2002; Strausberg *et al.*, 2005), créant ainsi une circulation encore plus dynamique, et donc des vent plus violents, et faisant donc durer la saison des tempêtes. Cette rétroaction positive, combinée aux minima annuels de pression (*cf* Figure 1.8) peut amener, comme ce fut le cas en 1971 et en 2001, à la naissance d’une tempête globale (Tillman, 1988), obscurcissant l’ensemble de l’atmosphère martienne pendant plusieurs mois (Smith *et al.*, 2002; Strausberg *et al.*, 2005) (voir Figure 1.24c). Le mécanisme générant les tempêtes de poussières à l’échelle globale n’est cependant pas bien compris et semble très chaotique.

### 1.2.4.3 Jets

Le phénomène de jets de gaz froid, processus sans équivalent terrestre décrit en détail Section 2.2 et Figure 2.8, est aussi un agent de transport de poussière. En effet, lors de l’éjection du gaz, une partie du régolite est entraînée avec lui et pris en suspension dans l’atmosphère, jusqu’à des hauteurs supérieures à 100 m (Thomas *et al.*, 2011). Cette puissance d’éjection combinée aux dizaines de milliers d’occurrences pendant chaque printemps, et l’important flux de sublimation de CO<sub>2</sub> permettent la mise en suspension dans l’atmosphère martienne d’une quantité importante d’aérosols de poussières, suffisamment peut-être pour créer des nuages de poussières d’une centaine de kilomètres d’extension, et pourraient déclencher des tempêtes de poussière à l’échelle régionale (Kieffer *et al.*, 2000). Selon la taille de grain des poussières arrachées au régolite, celles-ci vont rester en suspension dans l’atmosphère ou se redéposer sur la couche de glace pour former les taches sombres observées.

La figure 1.26, ainsi que les figures 2.7, 2.3 et 2.6, donnent un aperçu de l’ampleur du phénomène de jets de gaz froid martien. Les premiers jets apparaissent dès la fin de la nuit polaire au tout début du printemps, et de nouveaux jets continuent à apparaître tout au long de la saison. De part la puissance d’éjection des



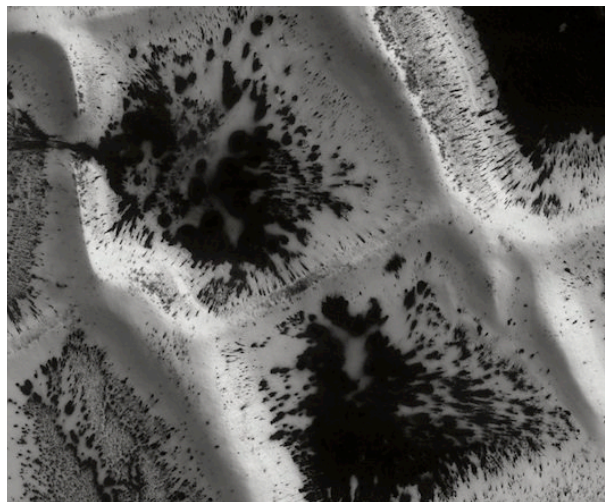
poussières (elles sont propulsées jusqu'à 100 m d'altitude (Thomas *et al.* , 2011)) et le nombre de jets tout au long du printemps local, ce mécanisme est un acteur significatif dans le transport des poussières martiennes. La variabilité spatio-temporelle de ce processus de surface reste encore actuellement mal comprise. Par ailleurs, l'important flux de sublimation pendant le printemps serait suffisant pour, lui seul, mettre ou maintenir en suspension les poussières fines issues du régolite (Kieffer *et al.* , 2000). Un suivi spatio-temporel de la distribution des poussières à la surface pourrait permettre de mieux comprendre l'éventuel lien entre la formation de nuages ou de tempêtes de poussière et l'activité de jets.

### 1.3 Conclusion

L'étude de la planète Mars a commencé à partir du XVII<sup>ème</sup> siècle, et a connu des progrès fulgurants avec l'ère spatiale. Cependant, bien que les missions récentes aient amené de nouvelles réponses, et la compréhension des bases du climat martien, de nombreuses questions restent en suspens. En particulier, la récession des calottes saisonnières qui est associée à de nombreux processus de surface, détaillés au chapitre 2, dont les mécanismes sont mal compris.

Nous avons pu constater que la condensation et la sublimation des dépôts saisonniers contrôlait en grande partie le climat martien actuel. Nous allons donc par la suite nous focaliser sur la description de ces dépôts (voir section 2.1) et l'étude des processus actifs qui leur sont associés (voir sections 2.2 2.3).

## Dépôts saisonniers et processus actifs actuels sur Mars



Figures sombres associées au dégivrage dans les régions polaires de Mars. Image HiRISE de 4 km de large de la région d’Inca City (81.5°S 296.3°E) (Crédit : NASA/JPL/University of Arizona).

On appelle volatils les composés chimiques pouvant être présents dans l'environnement d'une planète à la fois sous forme gazeuse, solide ou liquide. Sur Mars, les composés volatils sont le  $\text{CO}_2$  et l'eau, existant dans les conditions martiennes sous forme gazeuse ou solide. Le cycle des saisons martien est essentiellement contrôlé par l'échange de volatils entre la surface et l'atmosphère, c'est à dire la condensation à la surface, ou la sublimation de ces composés. Les terrains sur lesquels se produisent ces échanges sont le siège de nombreux processus actifs de surface, dont certains sont sans équivalent terrestre.

Ces processus interagissent étroitement avec le climat martien, notamment par le biais de la mobilisation de poussières. Ce chapitre a pour objectif de décrire ces processus, les géomorphologies qui leurs sont associés, ainsi que les interactions entre surface et atmosphère qui les caractérisent dans le but d'introduire précisément les problématiques abordées dans cette thèse.

## 2.1 Les indices de présence glace polycristalline compacte et ses implications

### 2.1.1 La région cryptique

Comme on peut le voir sur la Figure 2.1, une large zone de la calotte saisonnière de l'hémisphère sud est nettement plus sombre que le reste. L'albédo de cette région, que l'on a nommée région cryptique, est semblable à celui du régolite environnant. Cependant, des mesures thermiques en surface démontrent de manière irréfutable que la zone est recouverte de glace de  $\text{CO}_2$  (Kieffer *et al.*, 2000). Or, on s'attend à ce que la glace de  $\text{CO}_2$  ait un albédo bien supérieur, comme c'est le cas pour le reste de la calotte saisonnière.

Deux possibilités s'affrontent alors pour expliquer ce phénomène. Soit la couche de glace est recouverte d'un très mince film de poussière, qui serait alors thermisé par la glace, soit la glace de  $\text{CO}_2$  est sous forme polycristalline compacte, très transparente dans le visible. Pour trancher entre ces deux possibilités et démontrer la présence d'une couche de glace compacte, deux approches sont possibles : l'observation directe à travers la couche transparente et les arguments spectroscopiques. On a d'une part observé des morphologies de surface, tels que les énigmatiques spiders (*cf* section 2.5), ou des variations spatiales d'albédo, visibles à la fois en été lorsque le sol est nu et au printemps lorsqu'il est recouvert par la glace. Le fait que l'on voit des motifs de la surface alors que celle-ci est recouverte par la glace, montre que la glace est bel et bien transparente. Il n'est cependant pas exclu qu'un film de poussières déposé par endroits sur le dessus de la couche puisse contribuer à son faible albédo.

Cependant, on a aussi eu la surprise de ne pas observer dans cette région une signature plus marquée des bandes du  $\text{CO}_2$ , comme on pourrait s'y attendre dans le cas de présence de glace transparente (*cf* Figure 2.2). Dans une étude publiée en 2006, Y. Langevin *et al.* ont montré que l'ensemble de la calotte saisonnière était très hétérogène, mais que la région cryptique se distinguait par son plus faible albédo, et par des profondeurs de bande du  $\text{CO}_2$  plutôt faibles, en contradiction apparente avec la présence de

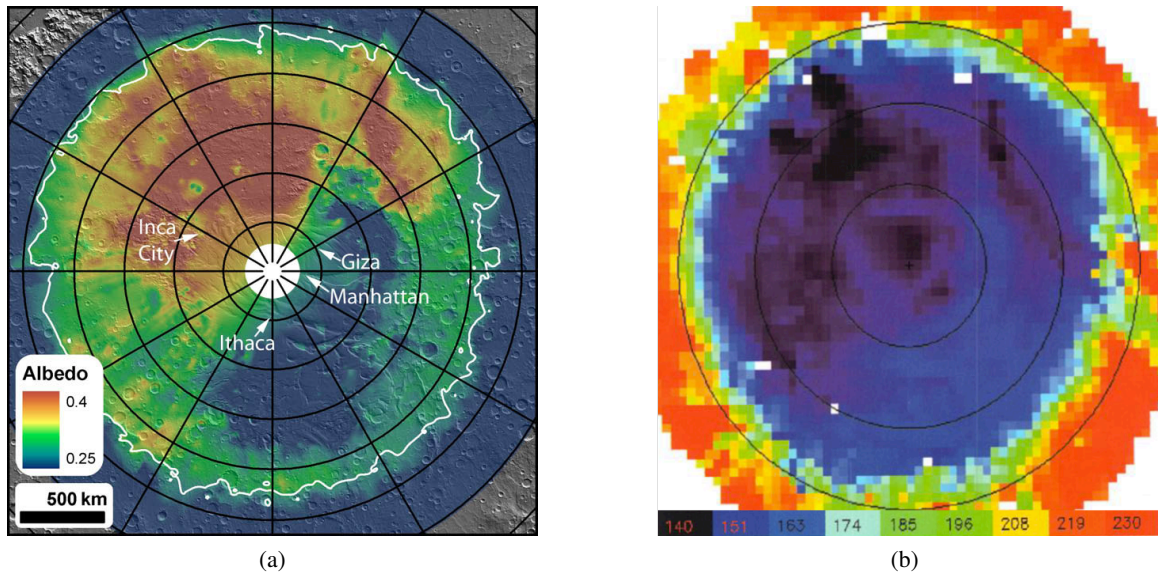


FIGURE 2.1 – (a) Carte d'albédo de la calotte saisonnière sud de Mars pour  $L_S \simeq 220-225^\circ$ , issue de Hansen *et al.* (2010). La limite des dépôts saisonniers est représentée en blanc. Une région de la calotte (en bleu) a un albédo comparable à celui du régolite alors qu'elle est recouverte de glace de  $\text{CO}_2$  : c'est la région cryptique. On peut aussi la distinguer sur la Figure 1.16c. (b) Carte de température de surface de la même région, et à la même saison, réalisée à partir de spectres d'émissions thermiques collectées par l'instrument TES, et extraite de Kieffer *et al.* (2000). L'ensemble de la zone bleue est à la température d'équilibre de la glace de  $\text{CO}_2$ , ce qui permet de délimiter l'extension des dépôts saisonniers, et ainsi de montrer que la région cryptique est bel et bien couverte de glace.

glace transparente (Langevin *et al.*, 2006). Ce désaccord peut être résolu en supposant la présence d'une couche de poussière optiquement fine, thermisée au sommet de la couche de glace.

Il n'existe pas aujourd'hui de consensus clair pour expliquer le faible albédo de la région cryptique, mais il pourrait être lié à l'intense activité géologique décrite en sections 2.2 et 2.3. Cette région est en effet le siège de nombreux processus actifs de surface, et bien que ceux-ci soient observés aussi dans les autres régions de la calotte, ainsi qu'au niveau des dépôts saisonniers de l'hémisphère nord (Pommerol *et al.*, 2012), mais c'est dans la région cryptique que leur concentration est la plus élevée.

## 2.2 Jets de gaz froid

De nombreux processus actifs de surface se déroulent pendant la sublimation des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ . Comme on peut le voir Figure 2.3, la surface gelée se couvre de taches sombres. Leur composition, formation et évolution sont toujours débattues, même si une grande partie de la communauté a trouvé un consensus. Certains ont émis l'hypothèse qu'elles étaient liées à des colonies de bactéries (Gánti *et al.*, 2003). Cependant, cette théorie basée sur des arguments visuels n'est appuyée par aucun autre type d'argument chimique ou spectroscopique. Quelques auteurs suggèrent qu'il s'agit de très fins films d'eau liquide sous la glace, dont la présence est rendue possible par l'effet de serre imposé et la pression exercée par la couche de glace de  $\text{CO}_2$  au dessus (Kereszturi *et al.*, 2009). Toutefois, la lenteur

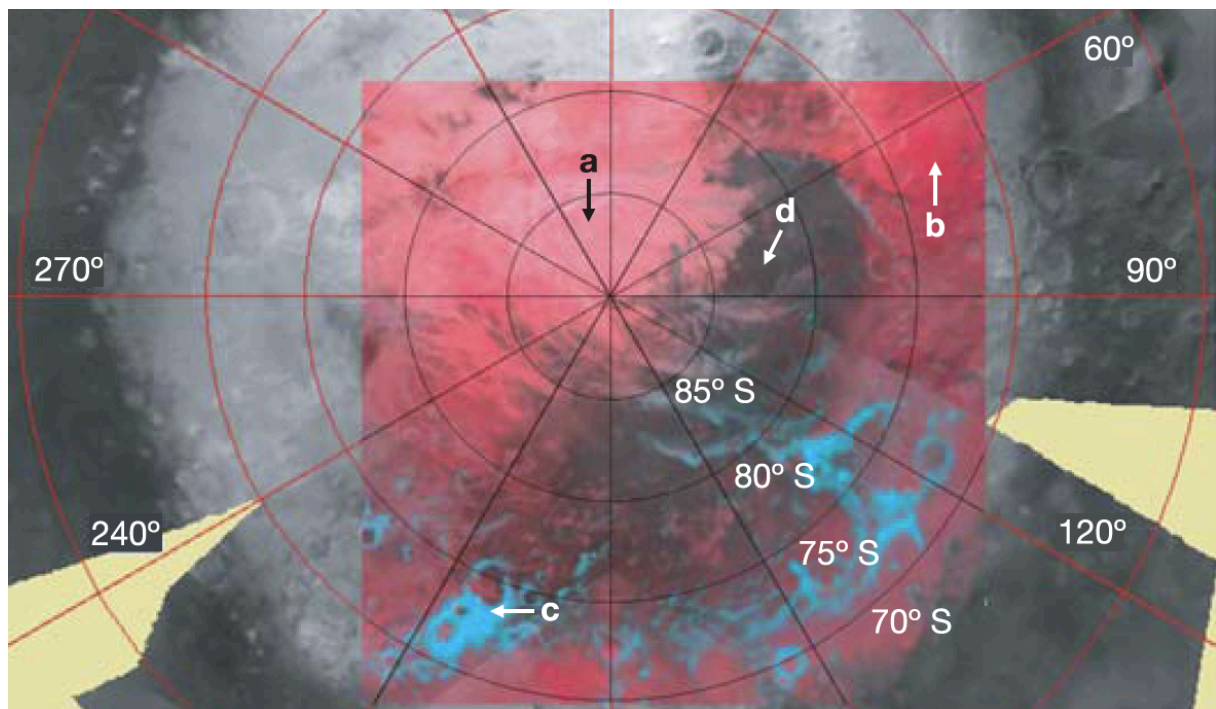


FIGURE 2.2 – Carte basée sur des critères spectraux, superposée à une carte d'albédo de la calotte saisonnière sud, autour de  $L_S = 220^\circ$ , pendant le printemps local, extraite de Langevin *et al.* (2006). On distingue bien la région cryptique, de faible albédo. Sur la carte en fausses couleurs en sur-impression, l'intensité du canal rouge correspond à la profondeur de la bande de la glace de  $\text{CO}_2$  à  $1.43 \mu\text{m}$  et celle du canal bleu à la profondeur de la bande de la glace d'eau à  $1.5 \mu\text{m}$ . La région cryptique ne présente pas de profondeurs de bande importante ni pour le  $\text{CO}_2$  ni pour l'eau.



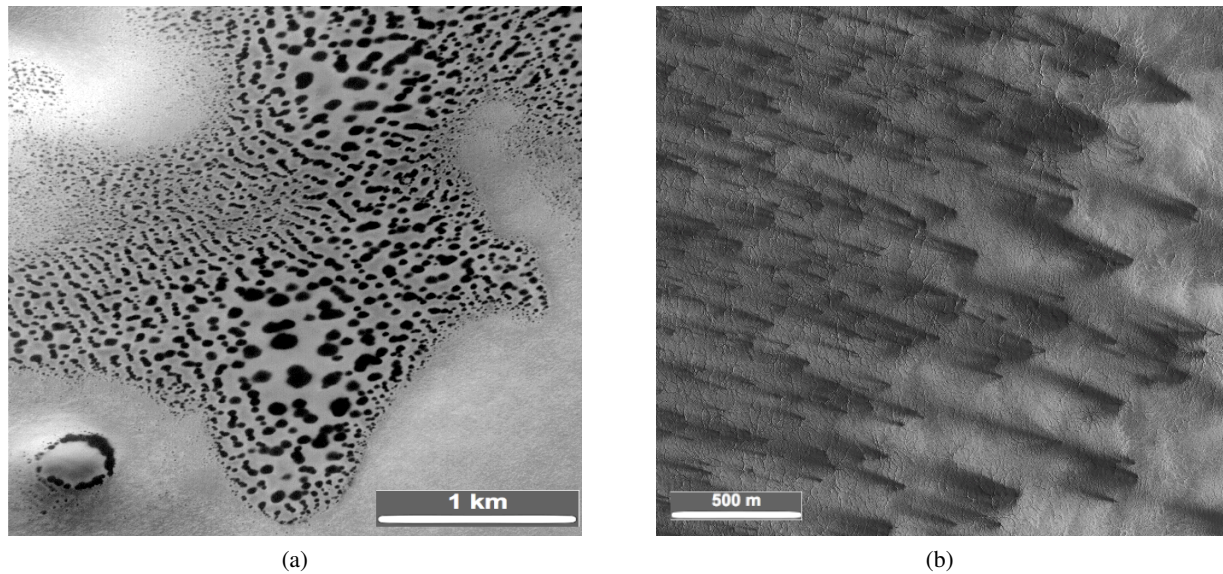


FIGURE 2.3 – Pendant le printemps, la surface gelée se couvre de taches sombres. Différents mécanismes ont été proposés, mais c’est le modèle de jets de gaz froid qui fait aujourd’hui consensus. Selon la direction des vents, ou l’absence de vent au moment de l’éjection, les taches observées ont des formes différentes. (a) En l’absence de vent, les taches observées ont des formes circulaires. Image MOC extraite de M03-07336 (69.4°S ; 17.2°W). NASA/JPL/MSSS. (b) Au contraire, lorsqu’il y a une direction de vents dominants, on observe des formes d’évents, dans cette direction privilégiée. Image HiRISE extraite de PSP-003180-0945 (85°S ; 105°E). NASA/JPL/University of Arizona.

des écoulements impose, en considérant une viscosité dynamique réaliste pour l’eau des films d’épaisseur nanométriques. Cette hypothèse ne rencontre donc pas un franc succès au sein de la communauté internationale. Enfin, S. Piqueux et H.G. Kieffer ont proposé un mécanisme de jets froids (*cryoventing*), décrit Figure 2.4 pour expliquer ces processus de surface (Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006).

### 2.2.1 Modèle de principe

Le modèle de principe pour expliquer l’apparition des ces taches sombres au printemps, dit “modèle de Kieffer” a été imaginé par S. Piqueux et H. Kieffer (Kieffer *et al.* , 2000; Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006), et repose sur les propriétés optiques de la glace de CO<sub>2</sub>. Celle-ci a en effet la propriété particulière d’être très transparente dans le domaine visible, et absorbe donc peu le rayonnement solaire incident. Au contraire, le régolite en dessous étant assez sombre, il absorbe une proportion significative de l’énergie incidente, qu’il restitue sous forme de rayonnement dans l’infra-rouge thermique. A ces longueurs d’onde, la glace de CO<sub>2</sub> est cette fois-ci très absorbante. L’énergie absorbée va alors entraîner la sublimation de la couche de CO<sub>2</sub> par le dessous. Une couche de CO<sub>2</sub> gazeux se développe alors entre le régolite et la glace. Comme la glace est sous forme compacte, ce gaz ne peut s’échapper à mesure qu’il se forme, et la pression au sein de la couche augmente rapidement, jusqu’à atteindre le point de rupture de la glace. À ce moment, la glace cède en son point le plus fragile, et le gaz s’échappe brusquement, entraînant avec lui des poussières du régolite, qui viennent ensuite se re-déposer sur le dessus de la couche, formant les taches sombres observées. La forme de ces taches dépend de la direction des vents

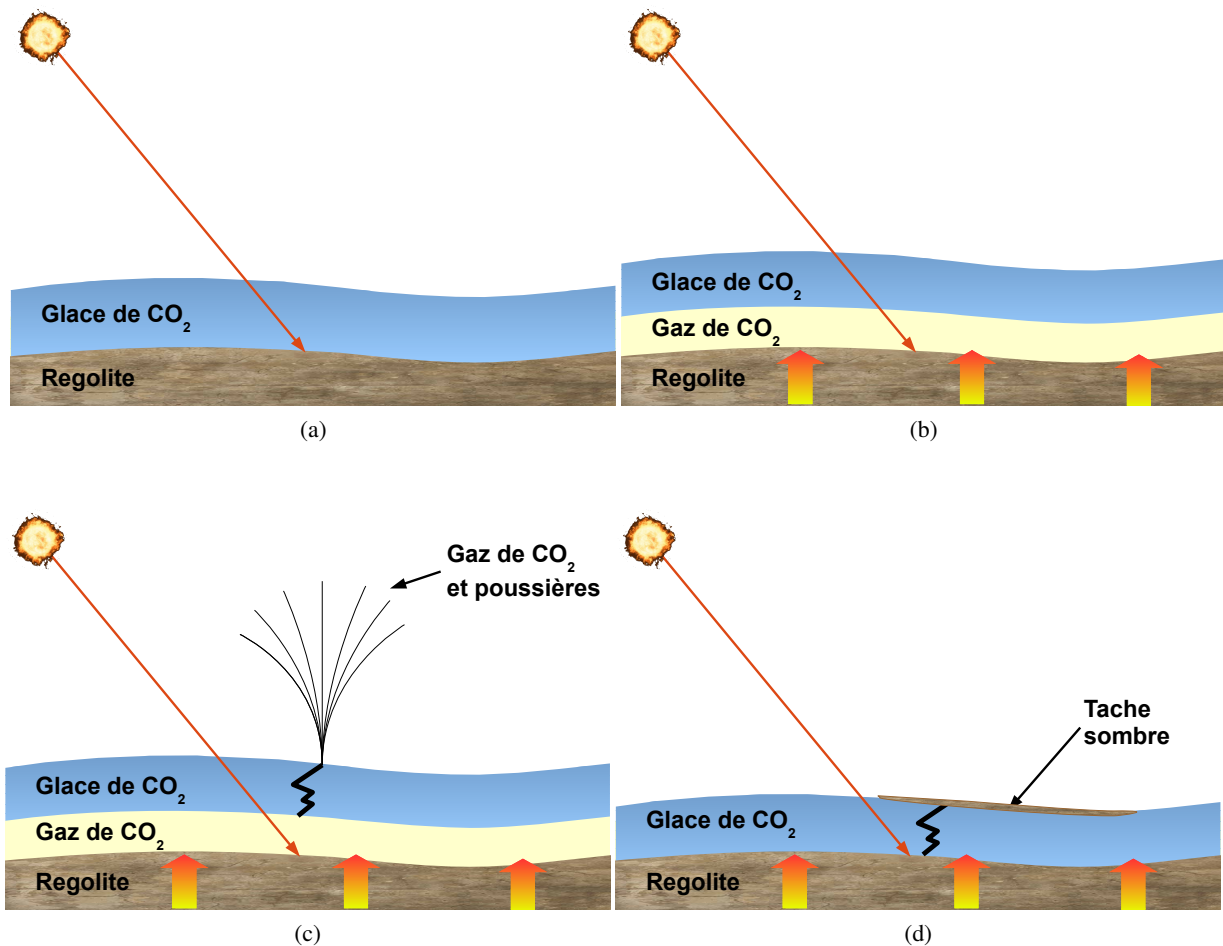


FIGURE 2.4 – Modèle de jets de gaz froid proposé par S. Piqueux et H.G. Kieffer (Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006). (a) La glace de CO<sub>2</sub> est transparente au rayonnement solaire (UV-visible) qui est transmis au régolite. (b) Le régolite, sombre (d'albédo  $A \simeq 0.3$ ) absorbe une partie de ce rayonnement. Il chauffe, et restitue une partie de cette énergie sous forme de rayonnement dans l'infra-rouge thermique. La glace de CO<sub>2</sub>, très opaque à ces longueurs d'onde, absorbe ce rayonnement thermique, et commence à se sublimer par la base. (c) La pression de gaz de CO<sub>2</sub> sous la couche augmente jusqu'à atteindre la limite de rupture de la glace. Le gaz piégé s'échappe alors brutalement, entraînant avec lui des poussières du régolite. (d) Ces poussières se re-déposent ensuite au dessus de la couche de glace, formant les motifs sombres observés. Ces motifs sombres peuvent ensuite évoluer en formant par exemple des écoulements.

éventuels lors de l'éjection et de la topographie locale. Certaines sont bien circulaires comme sur la Figure 2.3a, et d'autre ont la forme d'événements dirigés dans le sens du vent, comme sur la Figure 2.3b.

Ce modèle est appuyé par plusieurs études thermiques, mécaniques et dynamiques qui montrent sa cohérence avec les observations. D'abord, des expériences de laboratoire ont démontré l'existence d'un effet de serre solide pour la glace d'eau (Kaufmann *et al.* , 2006). Des simulations thermiques (Portyankina *et al.* , 2010; Pilorget *et al.* , 2011) ont ensuite démontré que cet effet de serre était suffisant pour amorcer la sublimation basale des dépôts saisonniers dès la fin de la nuit polaire. Le couplage de ces simulations thermiques avec des modèles mécaniques estimant la pression sous la couche de glace a permis de prédire la période d'apparition des premiers jets très rapidement après la fin de la nuit polaire, en cohérence avec les observations (Portyankina *et al.* , 2010). Enfin les différentes formes de taches (cercles, événements) ont pu être reproduites par des modèles de dynamique des fluides (Thomas *et al.* , 2011), qui ont permis d'estimer des hauteurs d'éjection de poussière jusqu'à une centaine de mètres environ.

### 2.2.2 Variabilité locale

Au sein des dépôts saisonniers de glace, l'activité de jets peut varier de manière significative d'un endroit à l'autre, comme l'illustre la figure 2.5. La plupart du temps, cette variabilité peut être associée aux variations locales de la topographie, comme par exemple la présence de dunes (Pommerol *et al.* , 2011, 2012). Cependant, d'autres paramètres tels que la rugosité du substrat peuvent influencer sur l'activité des jets : par exemple, une rugosité à l'échelle métrique permet à la fois d'assurer une orientation favorable à l'illumination pour une partie de la surface, tout en fragilisant mécaniquement la couche de glace (Pommerol *et al.* , 2012). La variabilité locale peut aussi dans certains cas être expliquée par une différence de nature du sol sous la glace (Pilorget *et al.* , 2011).

Des différences d'épaisseur de la couche ou de composition (contamination en glace d'eau ou en poussière par exemple) peuvent aussi avoir un impact sur l'activité. En effet, plus une couche de glace est épaisse et plus la contrainte nécessaire pour la rompre est importante, et donc plus l'activité de jets sera tardive. De même, une contamination par de la glace d'eau ou des poussières modifie le transfert radiatif au sein de la couche de glace, et donc une différence de composition peut expliquer une différence d'activité. Sans avoir accès aux paramètres de surface telles que l'épaisseur de la couche ou sa composition, il serait hasardeux et purement spéculatif de tenter une interprétation de la variabilité locale de l'activité à l'aune d'une potentielle variabilité de ces paramètres.

### 2.2.3 Évolution de l'activité pendant le printemps

Les taches sombres observées pendant le printemps local sont liées au cycle du CO<sub>2</sub>, mais leur processus d'apparition semble aussi dépendre fortement du cycle de l'eau, et interagir avec lui. En effet, on remarque que leur distribution spatiale varie fortement entre le début et la fin du printemps, comme l'illustre la Figure 2.6. On peut y remarquer que la localisation de l'activité saisonnière entraînant l'apparition de taches sombres s'inverse au cours du printemps : à l'équinoxe de printemps, l'ensemble de



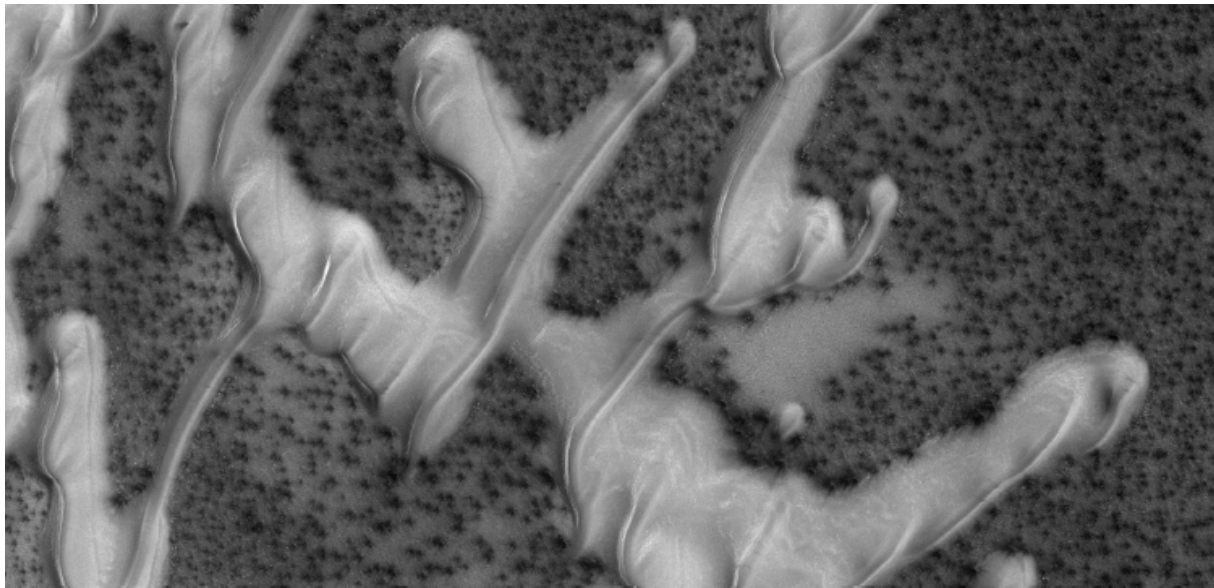


FIGURE 2.5 – Variabilité locale de l’activité. Souvent, celle-ci peut être expliquée par les variations topographiques, mais cela n’est pas toujours le cas. Cette image de 7 km de large est extraite de l’image HiRISE ESP\_024247\_2600 (80°N ; 123°E,  $L_S = 7.5^\circ$ ). On peut y voir la variabilité liée à la présence de dunes : il n’y a aucune activité de jets sur les dunes, alors que les interdunes sont couverts de taches sombres. On peut aussi remarquer qu’il y a une variabilité aussi au sein de l’inter-dune. En effet, au centre de cette image, légèrement sur la droite, on distingue une large zone de plus d’1 km de large dépourvue d’activité, sans raison topographique évidente. NASA/JPL/University of Arizona.

l’activité est concentrée dans l’interdune, et à inverse au milieu du printemps, l’interdune ne présente aucune activité, et les dunes sont recouvertes de taches sombres. Ceci pourrait sembler remettre en question le modèle de jets de gaz froid, dit modèle de Kieffer.

Toutefois, il n’en est rien : les différences peuvent être expliquées par une description de la surface moins simpliste que celle utilisée pour décrire le principe du modèle en section 2.2 et sur la Figure 2.4 (Hansen *et al.* , 2012). Lorsque le CO<sub>2</sub> se condense en dépôts saisonniers, il peut piéger des inclusions de glace d’eau amenées par la circulation atmosphérique. Dans ce cas, la surface consiste en un lame de glace de CO<sub>2</sub> compacte, contenant des inclusions de glace d’eau, qui vont s’accumuler en bas de la couche pendant la sublimation du CO<sub>2</sub> (sans se sublimer elles-mêmes car la température reste bien trop basse), et vont être entraînées avec les poussières lors des premières éjections. Il est possible que l’énergie développée par les frottements à ce moment suffise pour permettre sa sublimation, mais quand bien même, cette eau se redéposera nécessairement à proximité de l’éjection, la glace de CO<sub>2</sub> formant un piège froid. Les grains de poussière étant sombres, ils pourront s’enfoncer dans la couche de CO<sub>2</sub> par les mêmes mécanismes de lavage observés sur les glaciers terrestres, laissant la surface de la couche recouverte d’un fin givre de glace d’eau, d’albédo élevé, et empêchant la pénétration du rayonnement à travers la couche, et prévenant ainsi une future activité de jets (Hansen *et al.* , 2012). Or, dans les régions polaires (la zone présentée sur la Figure 2.6 se situe à une latitude de 80°N), les premières rayons solaires éclairant les surfaces glacées après la nuit polaire ont des incidences très élevées, et un azimut solaire très variable : ce sont donc les zones plates, illuminées le plus longtemps qui sont les plus favorables pour développer une activité de jets. C’est ce que l’on observe sur l’image du haut de la Figure 2.6, où les interdunes concentrent l’ensemble de l’activité. Une fois que les interdunes sont

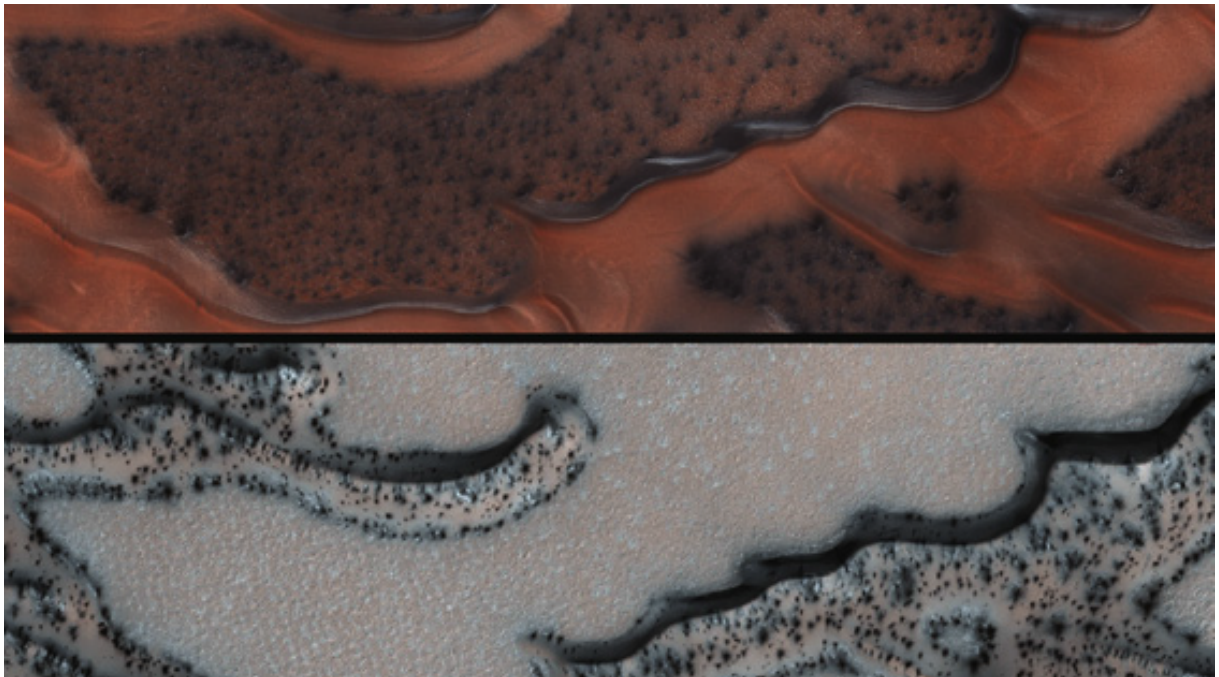


FIGURE 2.6 – Deux images HiRISE de la même zone ( $80^{\circ}\text{N}$ ;  $123^{\circ}\text{E}$ ), au début et au milieu du printemps boréal, extraites de Hansen *et al.* (2012). En haut : image ESP\_024247\_2600, acquise à  $L_S = 7.5^{\circ}$ . On voit que les taches sombres recouvrent les zones d’interdune, et que les dunes, quant à elles ne montrent aucune activité particulière. À l’inverse, l’image du bas (PSP\_007725\_2600), acquise à  $L_S = 47.5^{\circ}$ , montre une activité entièrement concentrée sur les dunes, et un interdune viegre de toute tache sombre. Les deux images, font 1.3 km de haut. Précisons que pour les deux images, l’ensemble de la zone est recouvert par les dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ .

couverts de fins dépôts de glace d'eau, ils ne présentent plus d'activité de jets. À l'inverse, les dunes, qui de par leur orientation défavorable, n'ont pas eu d'activité précoce, ne sont pas recouvertes de dépôts de glace d'eau, et vont pouvoir, quand l'intensité du rayonnement sera suffisante, au milieu du printemps, développer une activité de jets. C'est ce que l'on observe sur l'image du bas de la Figure 2.6.

Cette activité de jets pourrait être un agent géologique majeur, de par la violence de ces processus, qui viennent arracher et déplacer des quantités considérables de poussières au régolite, et aussi de par leur répétition, plusieurs fois au cours de chaque printemps, tous les ans (Piqueux *et al.* , 2003; Piqueux & Christensen, 2008).

### 2.3 Écoulements

Les régions polaires sont aussi le siège de nombreux écoulements, dont l'activité paraît saisonnière. Il existe différents types d'écoulement, des écoulements sombres aux ravines, qui seront détaillés dans les paragraphes suivants. Cependant, il n'existe pas à l'heure actuelle de typologie ou de description précise communément admise, et il y a souvent confusion entre différents phénomènes d'écoulement rassemblés sous la même dénomination vague de "gullies" (ravines).

#### 2.3.1 Écoulements sombres

Pendant le printemps et la sublimation des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub> on peut observer l'apparition à la surface, en plus des taches sombres mentionnées précédemment, de nombreux écoulements sombres, comme on peut le voir sur la figure 2.7. Ce type d'écoulement semble démarrer préférentiellement au sommet des crêtes des dunes (Portyankina *et al.* , 2012a). Comme on peut le voir sur la figure 2.8, certains écoulements se développent à partir d'une tache sombre existante, c'est souvent le cas, mais il existe aussi de nombreux écoulements partant de crête sans présence de tache au préalable comme on le voit sur la figure 2.9. On peut de plus remarquer sur la figure 2.8 qu'il semble se développer autour de la tache et de l'écoulement une zone plus claire, un halo d'albédo plus élevé que les zones alentours. Celui ci pourrait être lié à la présence et au transport de glace d'eau (Kereszturi *et al.* , 2011), ou à une recondensation sous forme de givre du CO<sub>2</sub> gazeux éjecté (Pommerol *et al.* , 2011), ou encore à une contamination différente de la couche de glace par des poussières minérales (Pommerol *et al.* , 2011).

#### 2.3.2 Gullies et RDF

La découverte de ravines linéaires (Malin & Edgett, 2001) présentant des levées latérales et une absence de dépôts terminaux (voir Figure 2.10), ayant des morphologies incompatibles *a priori* avec des écoulements à sec (Costard *et al.* , 2002) a créé dans la communauté scientifique de vifs débats. Leurs mécanismes de formation ont fait l'objet de nombreuses propositions, faisant intervenir, entre autre de l'eau liquide, une couche de permafrost (Jouannic *et al.* , 2012, 2015; Mangold *et al.* , 2003), la fluidisation de matériel granulaire par un flux de sublimation du CO<sub>2</sub> (Cedillo-Flores *et al.* , 2011), ou même le

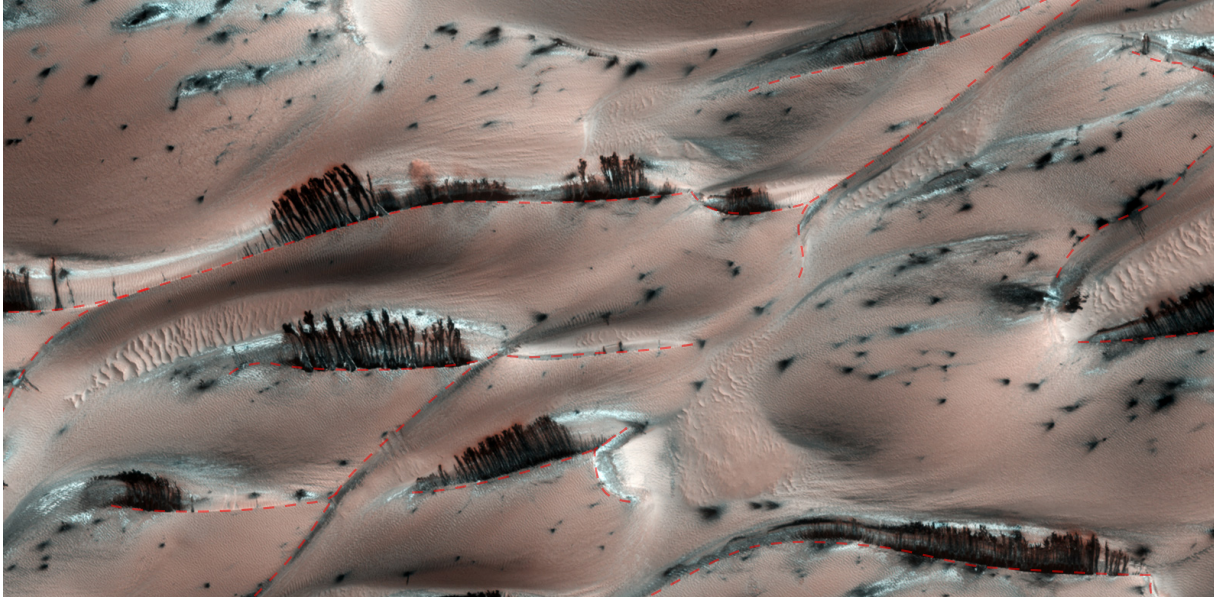


FIGURE 2.7 – Figures d’écoulements sombres observées pendant le printemps boréal : elles seraient dues à la sublimation basale des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ , entraînant la rupture de la couche, puis l’évacuation du gaz en surpression, emportant avec lui des poussières du régolite. Une fois déposées à la surface, les poussières peuvent former des écoulements granulaires si la zone est suffisamment en pente. Les lignes de crête sont repérées par des pointillés rouges : les écoulement démarrent en général de la crête des dunes. Cette image extraite de l’image HiRISE PSP\_007962\_2635, acquise dans la région de Tleilax ( $83.5^\circ\text{N}$  ;  $118.6^\circ\text{E}$ ), pour une longitude solaire  $L_S = 55^\circ$ . Les pentes pour lesquelles on observe des écoulements ont ici un angle d’environ  $26^\circ$  (Hansen *et al.* , 2012). L’image fait 1.3 km de large.

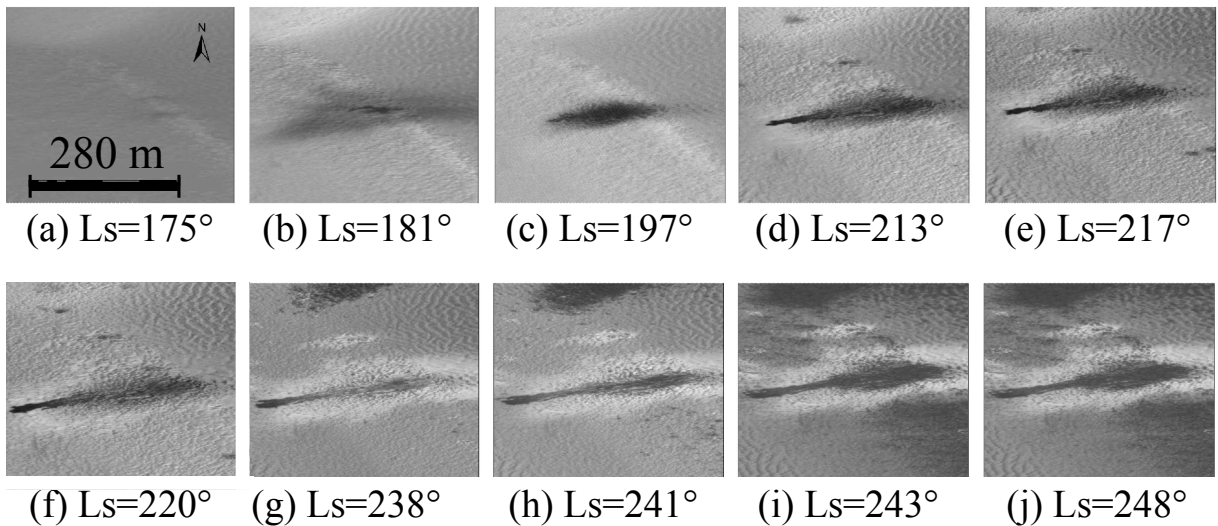


FIGURE 2.8 – Évolution au cours du printemps local d’un motif sombre. Cette figure présente une série temporelle d’images HiRISE, à la localisation  $-72.01^\circ\text{N}$  ;  $179.78^\circ\text{E}$ , dans le champ de dunes du cratère de Richardson. On peut voir qu’une importante éjection s’est produite entre (a) et (b), puis que l’extension spatiale de la tache a diminué (c), et enfin un écoulement très lent est apparu (d) à (j). La vitesse moyenne de cet écoulement est de l’ordre du mètre par jour.



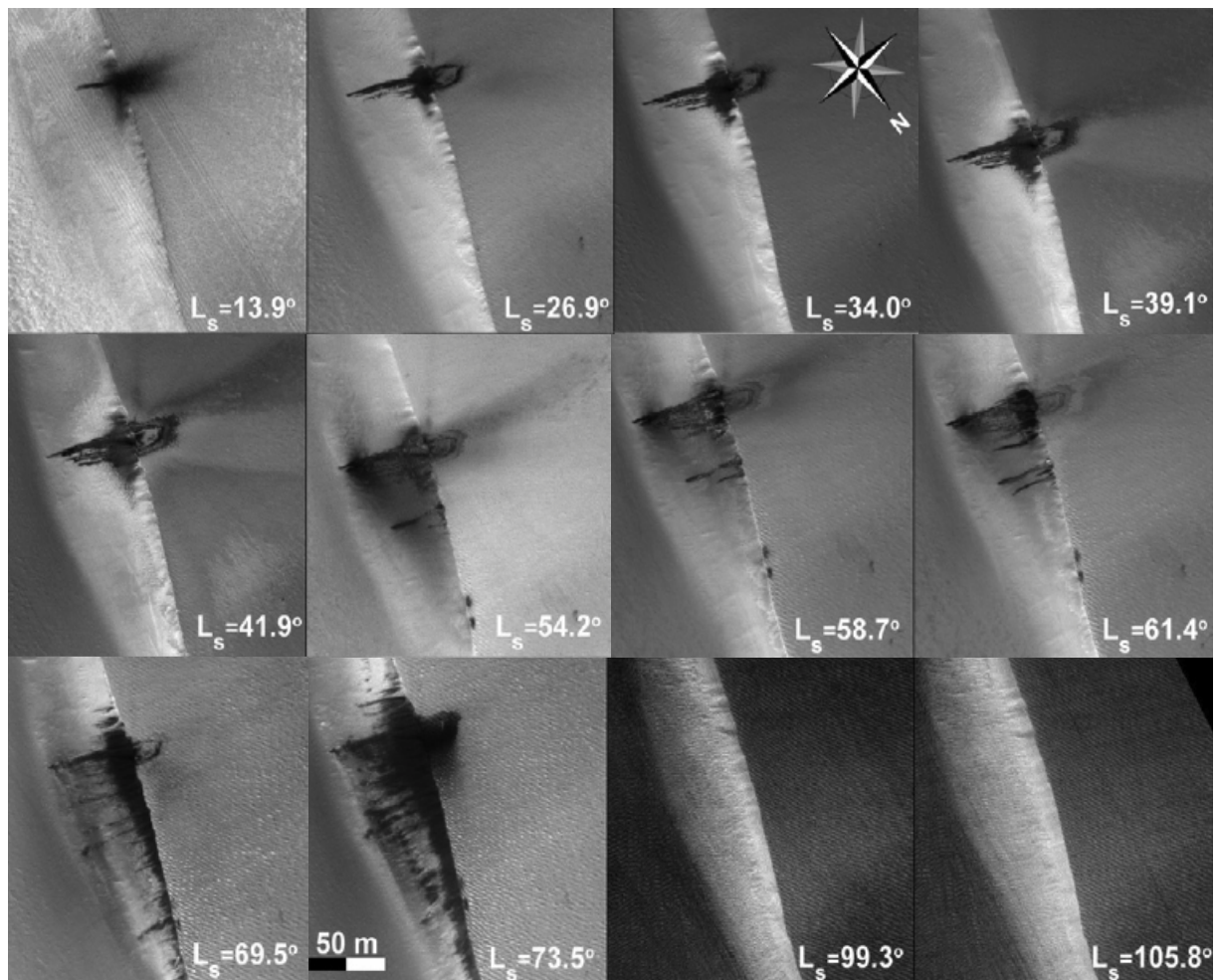


FIGURE 2.9 – Série temporelle issue de Portyankina *et al.* (2012a). Certains écoulements partent de la crête sans présence de tache sombre au préalable.

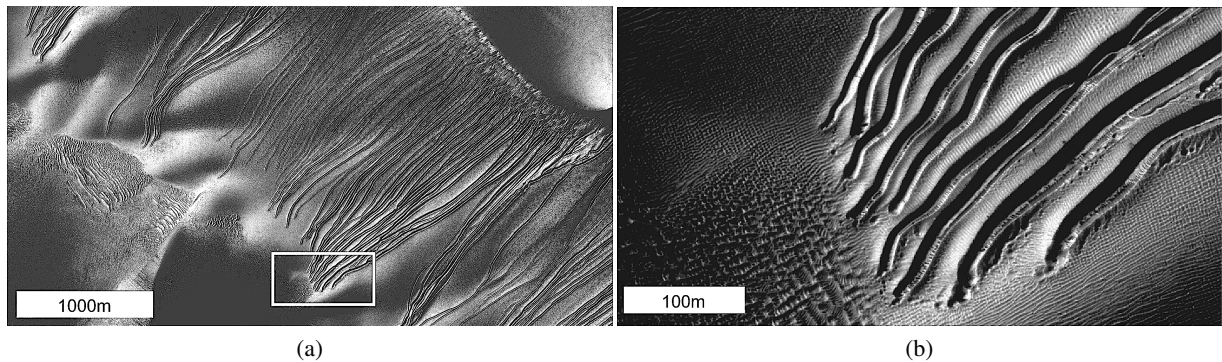


FIGURE 2.10 – “Linear gullies” : des ravines linéaires présentant les levées latérales observées par l’instrument HiRISE sur la mégadune du cratère Russel. À l’intérieur de ces chenaux apparaissent des écoulements sombres, les “*Recurrent Diffusing Flows*”. L’image (b) représente un zoom sur la zone encadrée en blanc de l’image (a). Les deux images sont extraites de l’image PSP\_001440\_1255 acquise en novembre 2006. NASA/JPL-Caltech/Univ. of Arizona

dévalent le long de la pente de blocs de glace de CO<sub>2</sub> (Diniega *et al.* , 2013). Aucune explication ne fait pour l’instant consensus, et leur formation et progression restent un mystère.

Cependant, de récentes études concernant la chronologie précise de l’activité de ces processus montrent que leur déclenchement semblerait intervenir à la toute fin de la sublimation des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub> (Pasquon *et al.* , 2015). La progression de ces ravines semblerait correspondre avec la fin de la sublimation des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>, ainsi qu’avec l’apparition d’écoulement sombre se propageant en leur fond à cette période (voir Figure 2.11). On ne sait pas à l’heure actuelle si ces écoulement sombres, aussi appelés *recurrent difusing flows* (ou RDF), sont le moteur de cette progression des ravines, ou une conséquence liée à la topographie.

Une étude quantitative de l’état de surface au moment de ces déclenchements permettrait de préciser la chronologie d’apparition des RDF et la progression des *linear gullies* en lien avec la fin de la sublimation ou juste après, et permettrait de faire le tri dans les différents mécanismes proposés.

De nombreuses autres ravines actives aujourd’hui sont observées, et ce dans une large gamme de latitudes s’étendant d’environ 30° à 70° de latitude pour les deux hémisphères (voir Figure 2.12). L’activité de ces ravines semble être saisonnière, mais les mécanismes de déstabilisation n’ont pas encore été mis à jour (Diniega *et al.* , 2010; Dundas *et al.* , 2012; Raack *et al.* , 2015).

## 2.4 Polygones sombres : cracks

On observe aussi dans les régions polaires l’apparition de polygones sombres (voir Figure 2.13) pendant le printemps, avec une chronologie comparable à celle des taches et événements sombres. Ces polygones seraient créés par des fissurations de la glace, et pourraient ainsi être associés au mécanisme de jets de gaz (Piqueux & Christensen, 2008). En effet, les arrêtes des polygones constituent une zone de fragilité mécanique dans la couche de glace, et celle-ci, au lieu de rompre en un point en déclenchant une éjection

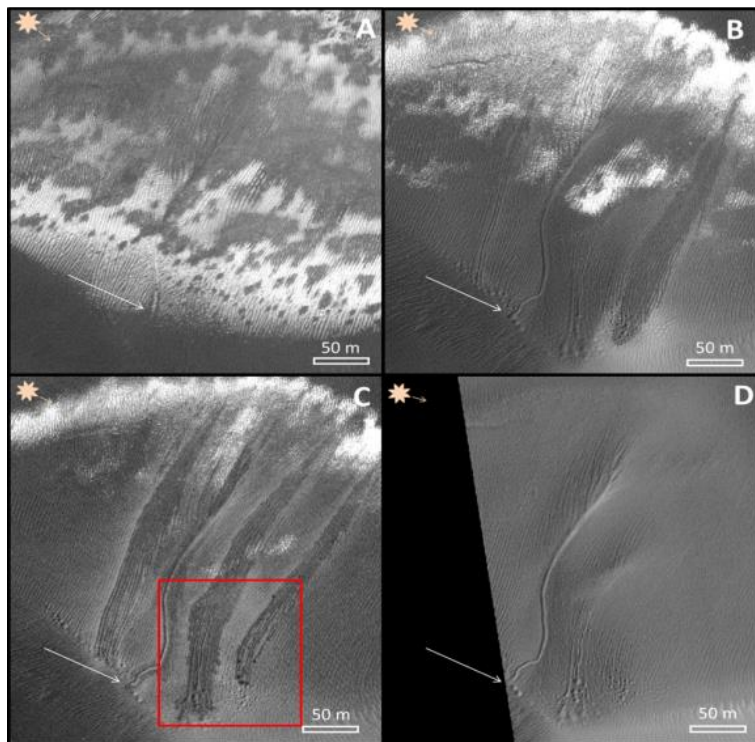


FIGURE 2.11 – Progression de *Linear gullies* et de *Recurrent diffusing flows* pendant le printemps austral, sur la megadune du cratère Russel. La flèche blanche représente un point de référence. (A) La dune et les *linear gullies* sont recouverts de givre de CO<sub>2</sub>. (B) et (C) Progression de *recurrent diffusing flows* dans les *linear gullies*. (D) De nouvelles *linear gullies* ont été créées. Figure extraite de Pasquon *et al.* (2015).

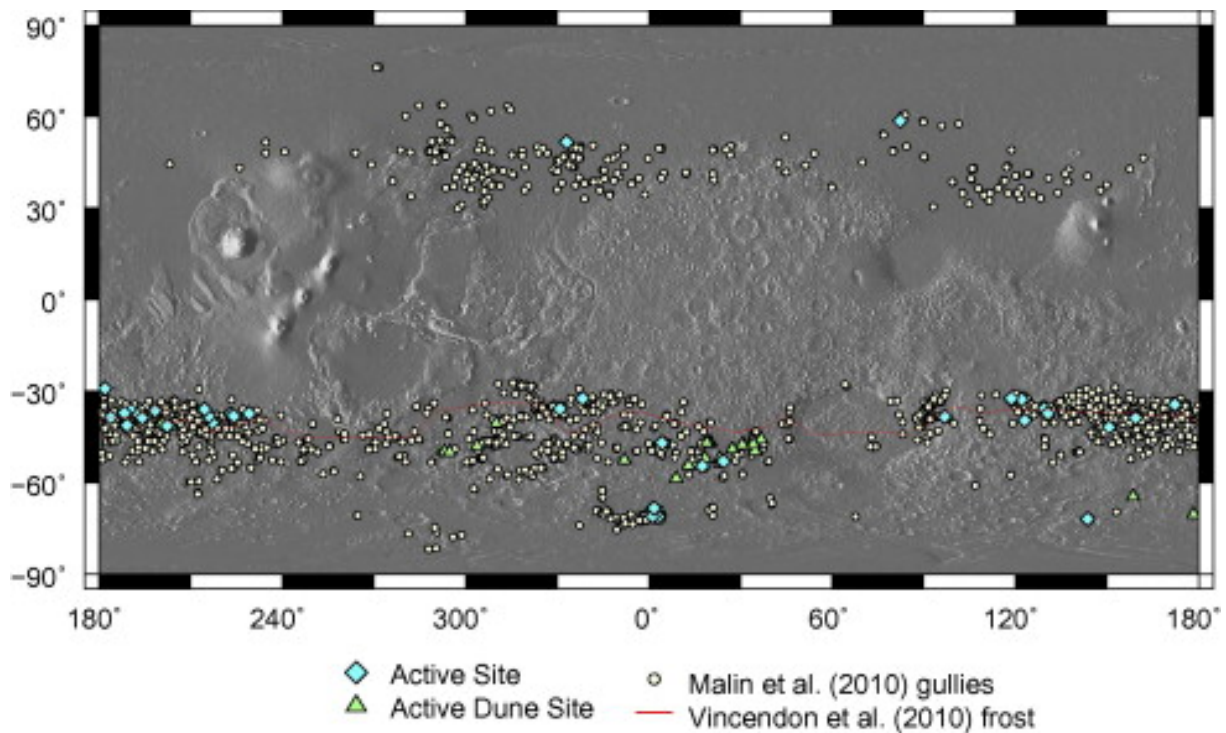


FIGURE 2.12 – Figure extraite de Dundas *et al.* (2015) recensant les ravines présentant les sites où des ravines ont été observées, et ceux pour lesquels une activité de nos jours est avérée. La ligne rouge représente la latitude minimale de condensation de givre sur les pentes faisant face au pôle dans l'hémisphère sud déterminée par Vincendon *et al.* (2010).



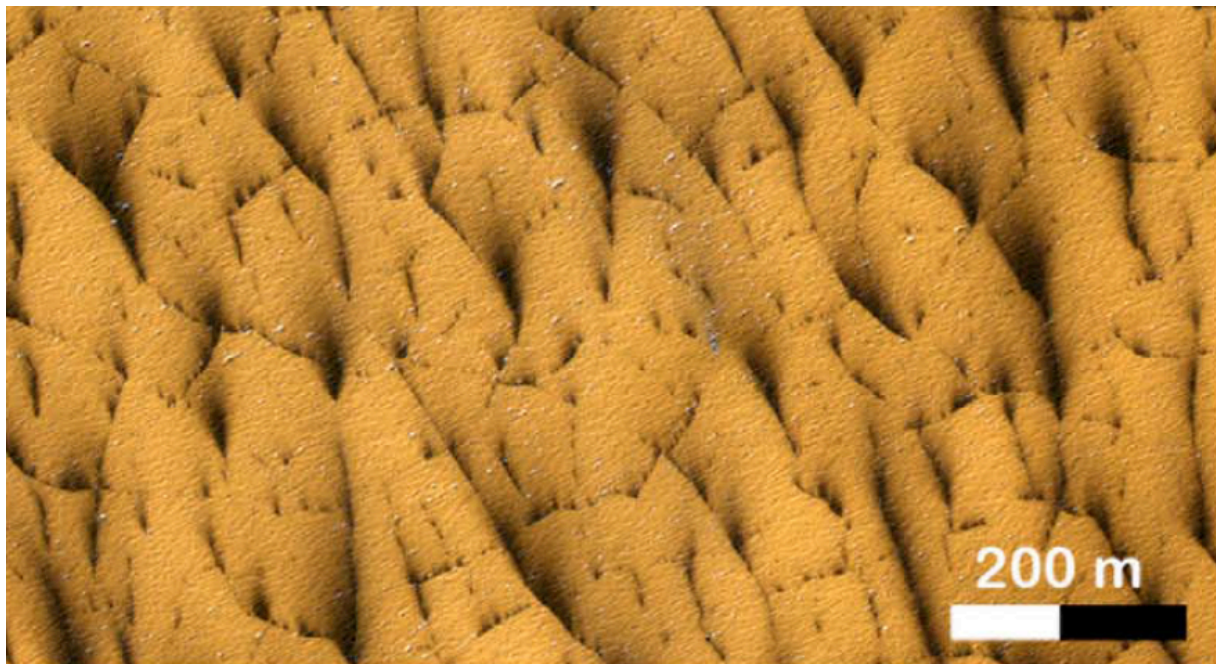


FIGURE 2.13 – Image extraite de ESP-012680-1000 (80°S ; 234°E) Figure d’après Portyankina *et al.* (2012b).

comme décrite au paragraphe précédent, romprait le long de arêtes, déclenchant des éjections sur ces zones plus étendues, et donc à des vitesses plus faibles (Portyankina *et al.* , 2012b). Ces cracks sont chaque année à des endroits différents et donc bien dissemblable des polygones de contraction thermique du pergélisol sous-jacent (Portyankina *et al.* , 2012b).

## 2.5 Une morphologie énigmatique : les spiders

On observe dans les régions polaires martiennes, et en particulier dans la région cryptique des morphologies dendritiques pouvant atteindre des tailles kilométriques, sans équivalent terrestre. On les désigne

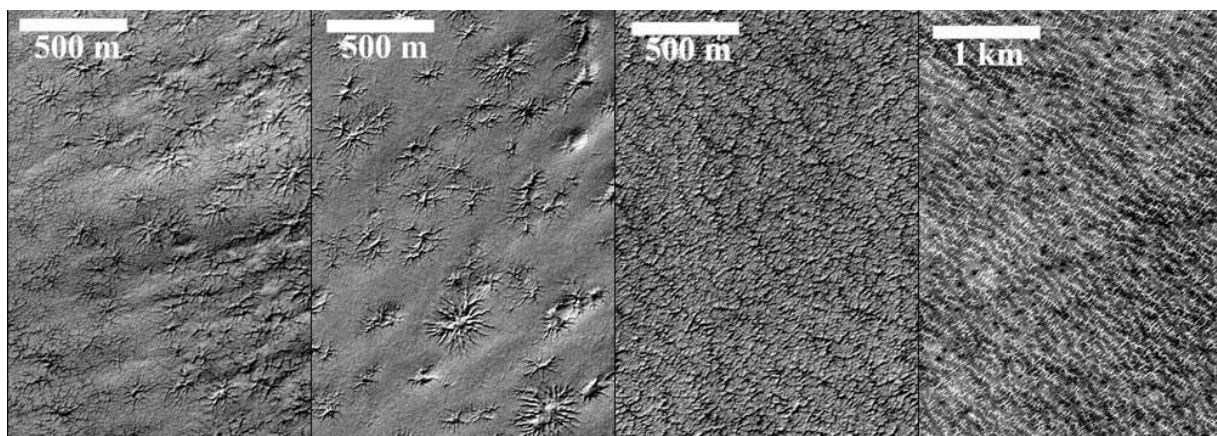


FIGURE 2.14 – Différentes tailles et répartitions de spiders à la surface de Mars, vues par la caméra MOC (Figure issue de Piqueux *et al.* (2003)).



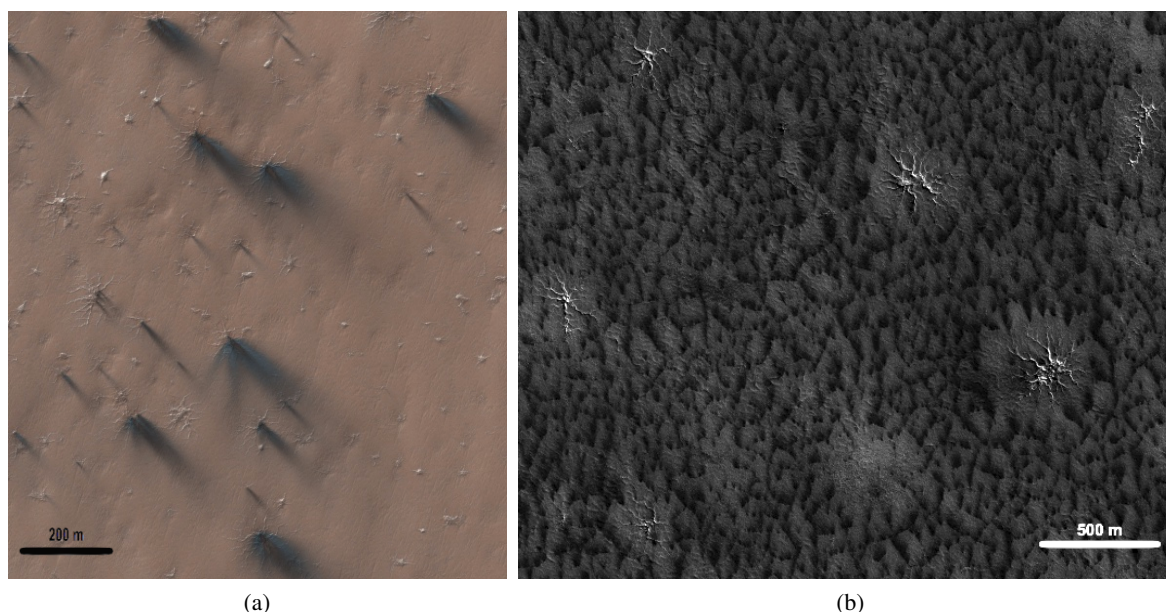


FIGURE 2.15 – L’activité de jets est parfois corrélée à la présence de spiders (a) parfois anticorrélée (b). (a) Image extraite de PSP\_002718\_0950 (85°S ; 82°E), acquise à une longitude solaire  $L_S = 189^\circ$  pendant le printemps Sud. (b) Image extraite de PSP\_003720\_0930 (87°S ; 126°E), acquise à une longitude solaire  $L_S = 237^\circ$ , pendant le printemps sud.

par le terme anglais “spiders”, en référence à leur forme (voir Figure 2.14). Elles sont constituées d’un réseau dendritique convergeant de tranchées de largeur et de profondeur métriques (Hansen *et al.*, 2010) s’étendant sur une zone circulaire, d’une centaine à quelques centaines de mètres (Piqueux *et al.*, 2003; Thomas *et al.*, 2010).

Il a été proposé que ces spiders seraient des motifs d’érosion de la surface par le processus de jets décrit précédemment en section 2.2, formés par la répétition, années après années des jets aux mêmes endroits (Piqueux *et al.*, 2003). Cette proposition, bien que séduisante, souffre néanmoins de nombreuses failles. D’abord, les jets ne se produisent pas strictement au même endroit d’une année à l’autre, et leur localisation peut, selon les observations être localement corrélée, décorrélée ou même anticorrélée avec celle des spiders (*cf* Figure 2.15). De plus, seule une éjection unique par le centre du spider pourrait créer ces motifs, mais ce qui est observé ne correspond pas : les éjections sont multiples, semblent beaucoup trop faibles pour produire ce type d’érosion, et n’apparaissent pas préférentiellement au centre des motifs.

On peut donc conclure de l’ensemble de ces constatations que les spiders ont probablement été créés par un autre mécanisme, peut être de type jet, mais dans ce cas d’une ampleur nettement supérieure aux mécanismes connus aujourd’hui. La présence de ces figures a cependant une influence sur l’occurrence des processus saisonniers de jets de gaz, par le biais des variations topographiques qui les caractérisent, entraînant des variations d’illumination des surfaces (voir Figure 2.6). La formation de ces spiders reste encore aujourd’hui un mystère. Il est possible qu’ils soient les vestiges de processus de surface plus anciens, et plus violents que ceux que l’on observe aujourd’hui. Les spiders restent néanmoins une morphologie caractéristique des hautes latitudes martiennes.

## 2.6 Causes locales mais effets régionaux

Il a été remarqué dès les premières observations télescopiques de Mars que la calotte permanente sud semblait excentrée par rapport au pôle géographique de la planète (*cf* Section 1.1). Or, les observations au tout début du printemps montrent des dépôts saisonniers parfaitement symétriques par rapport au pôle. La présence d'une calotte permanente excentrée implique dès lors une récession saisonnière des dépôts asymétrique. Les données hyperspectrales fournies par l'instrument OMEGA, ainsi que les données thermiques fournies par TES ont permis de suivre en détail la récession des dépôts saisonniers de l'hémisphère sud. On observe une sublimation des dépôts suivant deux phases : d'abord, une sublimation quasi-symétrique, jusqu'à environ  $L_S = 220^\circ$ , puis ensuite une phase où la sublimation est nettement plus rapide côté cryptique (Schmidt *et al.*, 2010). On observe de plus une grande hétérogénéité de la signature spectrale des dépôts (Langevin *et al.*, 2006, 2007; Schmidt *et al.*, 2009).

La raison de cette récession asymétrique est énigmatique. Elle pourrait être liée à une combinaison de différents facteurs. D'abord, la présence du grand bassin d'impact d'Hellas, qui modifie la circulation atmosphérique dans les régions polaires Sud, et ainsi entrainer une précipitation de glace de  $\text{CO}_2$  sous forme de neige, et ce de manière beaucoup plus importante dans la région anticryptique (c'est à dire diamétralement symétrique à la région cryptique par rapport au pôle) (Colaprete & Toon, 2002; Giuranna *et al.*, 2008). Ceci résulte en une différence de masse accumulée entre région cryptique et anti-cryptique de l'ordre de 20 % (Schmidt *et al.*, 2010). Un autre facteur modifiant le taux de sublimation est l'albédo de la surface. Or, la région cryptique, qui présente une activité de jets et d'écoulement sombre particulièrement marquée dès le début du printemps, est caractérisée par un albédo plus faible, et donc absorbe une part plus importante du rayonnement incident, créant une rétroaction positive sur la sublimation. On observe donc probablement l'effet combiné d'une accumulation asymétrique due à la circulation atmosphérique et à la topographie locale (Colaprete & Toon, 2002; Giuranna *et al.*, 2008; Schmidt *et al.*, 2010), et d'une sublimation asymétrique contrôlée par les différences d'albédo (Schmidt *et al.*, 2009, 2010).

## 2.7 Problématique de la thèse

D'après la synthèse de la littérature présentée précédemment, plusieurs problématiques émergent et feront l'objet d'une étude plus approfondie dans le manuscrit :

1. Pendant le printemps local, la densité de taches et d'écoulements sombres se développant à la surface est suffisamment importante pour entrainer des variations significatives de l'albédo à l'échelle régionale. Ils ont donc un impact direct sur le cycle du  $\text{CO}_2$ , ainsi que sur le bilan radiatif de Mars. De plus, ces processus permettent un transport de poussières dans l'atmosphère martienne suffisamment important pour avoir aussi un impact sur le bilan radiatif de la planète. Il est donc important de caractériser au mieux ces mécanismes et leurs conséquences. Pour cela, un suivi spatio-temporel et quantitatif de l'état de la surface est indiqué.
2. La transparence de la glace de  $\text{CO}_2$  est un paramètre clé dans de nombreux phénomènes (jets, variations d'albédo, vitesse de sublimation). Bien qu'elle ait été corroborée par différentes analyses

(Kieffer *et al.* , 2000; Piqueux *et al.* , 2003; Portyankina *et al.* , 2010, 2012b), la structure compacte de la glace n'a jamais pu clairement être démontrée (Langevin *et al.* , 2006). Des modèles de transfert radiatif dans les milieux granulaires existent et sont utilisés dans l'étude de Mars, (Douté & Schmitt, 1998; Appéré *et al.* , 2011), mais bien que des modèles existent pour le transfert dans les milieux compacts, aucun ne satisfait les conditions martiennes (voir Partie III pour plus de détails). Un modèle approprié permettrait de valider cette structure, et de discuter les mécanismes de formation des processus saisonniers observés (jets, écoulements sombres...).

3. Le cycle du CO<sub>2</sub> semble bien compris, et les modèles de climat parviennent aujourd'hui à ajuster de manière satisfaisante les données disponibles en imposant une valeur d'albédo constante pour la glace. Cependant, on n'est capable de modéliser uniquement l'échelle régionale (mailles d'environ 400km<sup>2</sup>) mais les futurs modèles méso-échelle permettront de descendre la taille de la maille spatiale. Les données de spectro-imagerie peuvent permettre d'estimer l'épaisseur de la glace transparente pour permettre l'assimilation de la quantité importante de données pour mieux comprendre la dynamique atmosphérique locale.
4. Le cycle de l'eau sur Mars, bien que bien moins important que celui du CO<sub>2</sub>, semble avoir un impact significatif sur l'activité des processus de surface de type jets de gaz froid, ainsi que dans la dynamique de récession des calottes saisonnières, et donc rétro-agir sur le cycle du CO<sub>2</sub> lui même. De plus, malgré les importantes avancées des climatologues sur ce sujet, des inconnues demeurent toujours : on ne comprend pas bien la circulation de l'eau à l'échelle locale, ou les échanges entre la subsurface et l'atmosphère. Des quantités significatives d'eau, associées à des variations de concentration locales très importantes ont été notées en divers endroits (Kereszturi *et al.* , 2011), mais l'identification de puits et sources d'eau atmosphérique reste un enjeu majeur. Les données spectroscopiques peuvent apporter des informations quantitatives sur ce point. Un travail de suivi a déjà été fait en utilisant des critères de bandes spectrales (*cf* section 3.3.2.1) et des modélisations du transfert radiatif dans les milieux granulaires (Appéré *et al.* , 2011; Appéré, 2012). Il serait intéressant de comparer ces résultats préliminaires avec une étude qui considère les milieux compacts pour plus de réalisme.
5. Le cycle du CO<sub>2</sub>, le cycle de l'eau et la circulation des poussières sur Mars sont tous les trois intimement liés. Leur rétroactions et liens respectifs doivent être examinés avec soin. Il paraît donc essentiel de caractériser au mieux les échanges et transports de poussières à la surface au printemps. La caractérisation des échanges associés aux processus de surface actifs par spectroscopie permettrait l'apport d'informations quantitatives sur ce point.

Il paraît donc essentiel de caractériser précisément l'évolution saisonnière des dépôts de volatils en surface, afin de comprendre de manière plus complète les différents aspects du climat martien. Nous avons donc décidé durant cette thèse de développer un modèle de transfert radiatif, visant à permettre la restitution des propriétés physiques de la surface (épaisseur de la couche de glace, proportions d'impuretés d'eau et de poussières...), afin de mieux contraindre les échanges de volatils et de poussières à la surface de Mars, et de mettre en relation les processus actifs observés à la surface avec l'évolution physique de ses propriétés.

Un rapide état des lieux des données disponibles montre une très grande diversité spectrale des surfaces à étudier. Il est donc impératif que le modèle ait une implémentation numérique rapide, pour permettre de

modéliser cette diversité, et cela suffisamment finement pour permettre de suivre en détail les évolutions. Nous devons donc nous orienter vers un modèle analytique, ou semi-analytique, et une implémentation numérique optimisée minutieusement. Le modèle doit être capable de modéliser l'ensemble des configurations de surface envisagées pour ces régions. Nous avons donc, au vu des divers éléments mentionnés précédemment, choisi de modéliser la surface par un régolite semi-infini (c'est à dire optiquement épais), surmonté d'une couche de glace polycristalline compacte, pouvant être contaminée par divers type d'inclusions solides. Ces inclusions seront dans le cas martien constituées de glace d'eau et de poussières provenant du régolite. Ce modèle sera détaillé au chapitre 5

Pour pouvoir analyser les données à l'aide du modèle, nous avons aussi besoin d'une méthode d'inversion, le but étant de restituer les caractéristiques de la surface. De même que le modèle, la méthode d'inversion doit impérativement privilégier l'efficacité, au vu du volume de données de spectro-imagerie à analyser. Nous devons donc mettre de côté les méthodes de type Monte Carlo. En effet, bien qu'elles aient l'avantage de permettre la formulation d'incertitudes *a posteriori* sur les valeurs inversées, elles ont le gros inconvénient d'être très gourmandes en temps de calcul. À l'inverse, les méthodes de recherche du plus proche voisin sont très rapides, mais donnent uniquement la meilleure solution, et ne donnent pas d'information sur la contrainte apportée sur la valeur inversée. Nous avons choisi dans ce travail de combiner les avantages des deux types de méthode, en développant une méthode bayésienne rapide reposant sur des bases de données spectrales (ou LUT, pour "look up tables" en anglais) construites à l'aide du modèle. La méthode sera détaillée au chapitre 4.3

Une fois le modèle et la méthode d'inversion développés, il reste une dernière étape nécessaire avant l'application : les validations. Des tests numériques devront être menés pour vérifier l'intégrité physique du modèle et son efficacité (voir chapitre 6), et des validations sur données réelles de laboratoire devront être effectuées (voir chapitre 7).

Enfin, l'objectif final est d'appliquer cette méthode au suivi quantitatif des propriétés de la surface martienne, d'abord à l'échelle locale, dans une zone d'intérêt, puis dans un travail futur à l'échelle des dépôts saisonniers dans le but de comprendre les mécanismes actifs sur Mars. Les analyses seront détaillées en partie IV.



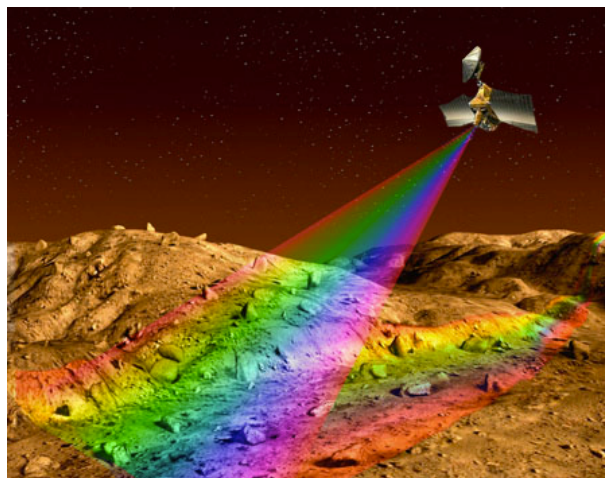
## **Deuxième partie**

# **Caractérisation des surfaces par télédétection hyperspectrale**





## La télédétection hyperspectrale et ses outils d'analyse rapide



Vue d'artiste du spectro-imageur CRISM à bord de Mars Reconnaissance Orbiter (Crédit : NASA/JHU/APL).

Nous aborderons dans ce chapitre les notions et définitions fondamentales en télédétection hyperspectrale. Après avoir identifié les instruments et les données de spectro-imagerie disponibles pour l'étude de Mars, nous présenterons les principales méthodes de traitements et d'analyse de ces cubes hyperspectraux.

## **3.1 La spectro-imagerie**

### **3.1.1 Télédétection**

La télédétection désigne toute technique de mesure d'une grandeur physique à distance. Deux grands types d'instruments existent : actifs ou passifs. Les instruments de télédétection active envoient un signal, et mesurent les interactions de ce signal avec l'environnement sondé : c'est notamment le cas des radars, des lidars ou des capteurs de présence. Les instruments passifs vont simplement collecter un signal existant, souvent électro-magnétique. La source du signal mesuré est le plus souvent le rayonnement solaire, en interaction avec le système étudié. Ainsi, l'appareil photo est probablement l'instrument de télédétection passive le plus utilisé de nos jours. On associe souvent la télédétection à la technologie spatiale, qui consiste en général à observer et mesurer les caractéristiques d'une planète depuis l'orbite.

### **3.1.2 Imagerie hyperspectrale**

La spectro-imagerie, ou imagerie hyperspectrale consiste à acquérir une image à un grand nombre de longueurs d'ondes différentes (plus de 100). Ces longueurs d'ondes sont appelées canaux spectraux. Les données enregistrées sont ainsi stockées dans des tableaux à trois dimensions : deux dimensions spatiales, comme toute image classique, et une dimension spectrale. On parle de cubes de données (voir Figures 3.1 et 3.2).

L'imagerie hyperspectrale a l'avantage de permettre à la fois une étude physique des surfaces via la mesure de leurs propriétés spectroscopiques, combinées à leurs variations spatiales, permettant d'observer les structures géomorphologiques en question. Ceci en fait un instrument de choix en planétologie, combinant à la fois les avantages de l'imagerie et ceux de la spectroscopie. Il va cependant de soi que cette combinaison se fait au prix d'une plus faible résolution spatiale que les imageurs les plus performants, et une plus faible résolution spectrale que les spectromètres de dernière génération. Les instruments modernes permettent tout de même d'observer depuis l'orbite les variations spatiales locales des surfaces à des résolutions de l'ordre de la vingtaine de mètres, pour des résolutions spectrales de quelques nanomètres dans l'infra-rouge proche. Ces performances permettent une étude fine des procédés physiques en jeu et de leur variabilité locale.

Les instruments de spectro-imagerie, ou imagerie hyperspectrale font partie des instruments passifs. Ils ont l'avantage d'être peu gourmands en énergie et ont donc connu depuis les débuts de l'ère spatiale un grand succès dans les missions d'exploration aussi bien que dans celles d'espionnage.

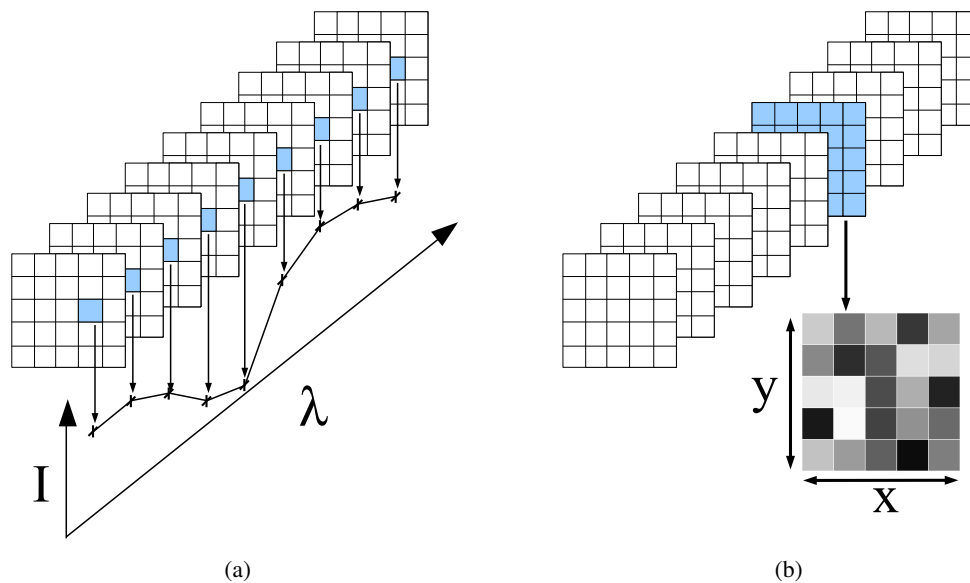


FIGURE 3.1 – Schémas représentant l'agencement des données dans un cube hyperspectral. (a) En bleu : un spectel, soit l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde, en un point de la surface donné. (b) En bleu : un canal spectral, soit une image en niveaux de gris correspondant à l'intensité lumineuse en fonction des coordonnées spatiales, pour une longueur d'onde donnée.

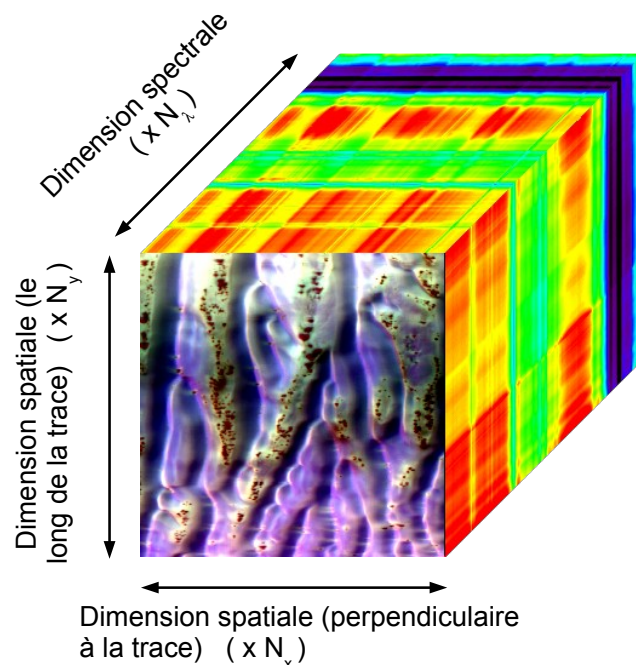


FIGURE 3.2 – Exemple de cube de données hyperspectrales, issu de l'instrument CRISM, extrait du cube FRT000052BC\_07\_IF163L, dans la cratère de Richardson ( $72^\circ\text{S}$ ,  $180^\circ\text{E}$ ) (Murchie *et al.*, 2007). Un cube hyperspectral possède deux dimensions spatiales et une dimension spectrale : C'est une source d'information très riche.

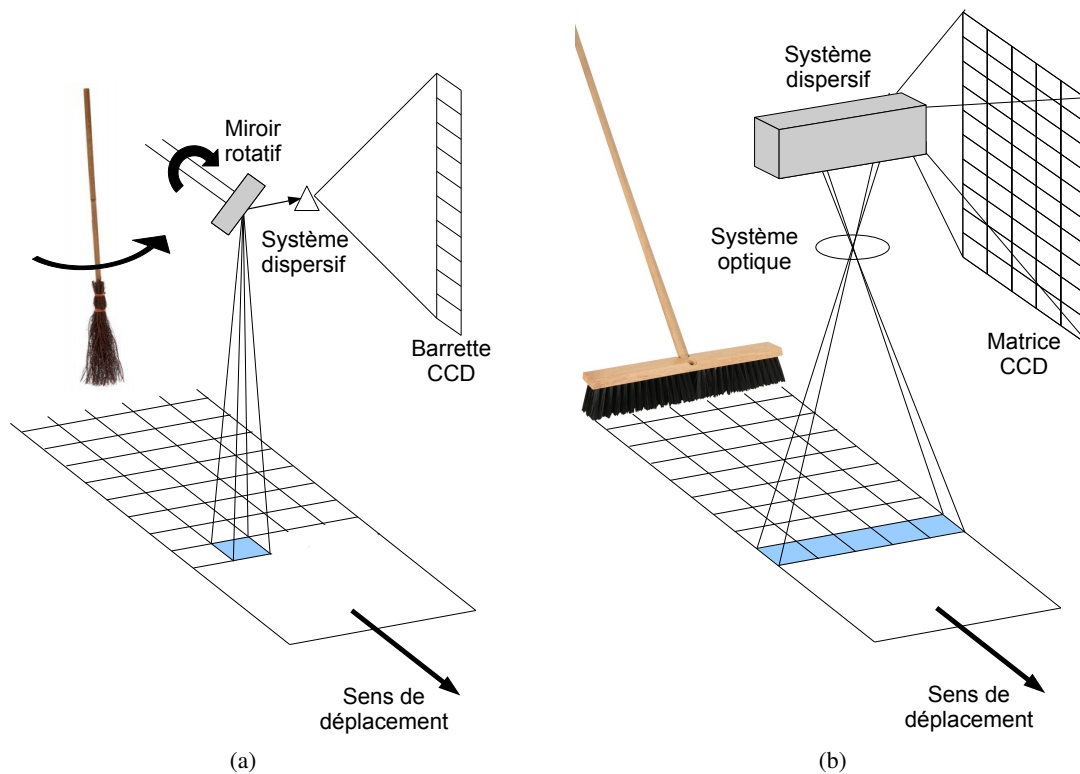


FIGURE 3.3 – Les deux modes d'enregistrement des imageurs hyperspectraux correspondent chacun à une manière différente de balayer l'espace, et portent donc le nom de différents balais ! (a) Mode whisk broom : la direction perpendiculaire à celle d'avancée de l'instrument est balayée spectel par spectel. (b) Mode push broom : la fauchée de l'instrument est enregistrée dans son ensemble.

### 3.1.3 Types de détecteurs

Deux types de capteurs hyperspectraux existent actuellement en exploration spatiale, en lien avec leur mode de mesure (voir figure 3.3).

1. Les imageurs **“whisk broom”** (balayage rotatif), enregistrant la spectro-image spectel par spectel à l'aide d'un miroir rotatif, d'un système dispersif et d'une barrette de détecteurs (par exemple CCD).
2. Les imageurs **“push broom”** (pousse-balais), système plus récent, permettant l'acquisition de la spectro-image ligne spatiale entière par ligne spatiale entière, à l'aide d'un système optique et d'une matrice de détecteurs (par exemple CCD).

La technique push broom a l'avantage de permettre une acquisition nettement plus rapide des données. En revanche, quand l'intensité lumineuse devient faible, on lui préfère la méthode plus ancienne du whisk broom, qui permet de collecter plus de signal. De plus le mode whisk broom collecte tous les spectels avec la même barrette de détecteurs. La fonction de transfert de l'instrument est donc la même quel que soit le spectre étudié dans un cube de donnée, ce qui n'est pas le cas pour les instruments fonctionnant sur l'autre mode d'acquisition. Les calibrations et les corrections géométriques sont donc plus simples pour les instruments fonctionnant en mode whisk broom.

Un troisième mode de mesure a récemment été développé : la technologie SWIFTS (*Stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry*). Celle-ci permet de mesurer directement un spectel dans son ensemble, par la génération d'une onde stationnaire dans un guide d'onde en faisant interférer le rayonnement avec lui-même. Une série de nano-diffuseurs d'indices différents placés dans l'onde évanescente va alors permettre d'échantillonner cette onde stationnaire et ainsi d'en déduire son spectre (le Coarer *et al.* , 2007). Cette technologie a l'avantage de permettre la construction de spectromètres très légers, avec un très faible encombrement, peu gourmands en énergie, et permettant une haute résolution. Ces qualités leur donnent un grand avantage pour les missions spatiales futures (le Coarer *et al.* , 2010).

## 3.2 Imagerie hyperspectrale sur Mars

Deux spectro-imageurs sont actuellement embarqués à bord de sondes en orbite autour de Mars : OMEGA et CRISM, décrits dans cette section. Deux autres instruments produisent (ou ont produit) des données assimilables à des images hyperspectrales : TES (Thermal Emission Spectrometer) (Christensen *et al.* , 2001) et THEMIS (Thermal Emission Imaging System) (Christensen *et al.* , 2004). Cependant ils ne peuvent pas être qualifiés d'imageurs hyperspectraux.

TES ne peut être qualifié d'imageur, ses "images" ne comportant que 6 pixels, à une résolution d'environ 3 km par pixel. Il permet en revanche d'obtenir des spectres dans l'infra-rouge thermique à une résolution de  $10\text{cm}^{-1}$ . Il était embarqué sur la sonde MGS, et a fonctionné de 1999 à 2006. THEMIS, quant à lui est un imageur multi-spectral : il possède cinq bandes dans le domaine visible, et neuf dans l'infra-rouge thermique. Il possède en revanche une bonne résolution spatiale allant jusqu'à 18 m par pixel pour les canaux visibles et 100 m par pixels pour les canaux infra-rouges. Il est embarqué à bord de la sonde Mars Odyssey, toujours en fonctionnement actuellement.

### 3.2.1 OMEGA

**OMEGA** (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) (Bibring *et al.* , 2004), est le premier imageur hyperspectral à étudier Mars. Il est embarqué à bord de la sonde européenne Mars Express (Chicarro *et al.* , 2004) mise en orbite autour de Mars en 2003. C'est un spectro-imageur visible-infra-rouge courtes longueurs d'ondes : il enregistre dans 352 canaux spectraux, entre  $0.38\mu\text{m}$  et  $5.1\mu\text{m}$  de longueur d'onde. Cet intervalle spectral a été sélectionné pour les nombreuses bandes diagnostiques présentes, à la fois pour la glace d'eau, la glace de  $\text{CO}_2$  et nombre de minéraux hydratés tels que les phyllosilicates par exemple.

L'instrument est constitué de deux grands canaux spectraux : le canal visible et proche infra-rouge VNIR, opérant en mode push broom, et couvrant la gamme  $0.38\mu\text{m}$  -  $1.05\mu\text{m}$  et le canal infra-rouge courtes longueurs d'onde SWIR opérant en mode whisk broom, et couvrant la gamme  $0.93\mu\text{m}$  -  $5.1\mu\text{m}$ . Le canal SWIR est ensuite divisé en deux bandes, C et L correspondant à deux spectromètres différents comptant chacun 128 canaux, l'un opérant sur la gamme  $0.93\mu\text{m}$  -  $2.73\mu\text{m}$  et l'autre sur la gamme

$2.55\text{ }\mu\text{m}$  -  $5.1\text{ }\mu\text{m}$ . Selon les canaux, la résolution spectrale varie entre 5 nm et 20 nm. Son rapport signal sur bruit électronique est supérieur à 100 sur l'ensemble de la gamme spectrale.

Dans le cadre de l'étude des propriétés des surfaces glacées, les données du canal SWIR sont utilisées car les comportements spectraux des différentes glaces sont très dissemblables dans cet intervalle spectral, alors qu'ils sont similaires dans le visible. Ce canal SWIR collecte le rayonnement avec un télescope Cassegrain d'ouverture 1.2 mrad, qui lui confère une résolution au sol variant entre 360 m et 4.8 km par pixel selon l'altitude de la sonde Mars Express. En effet, celle-ci possède une orbite polaire très elliptique, avec un périégée de 298 km et un apogée de 10107 km. La visée instrumentale nominale est le nadir : le centre de la fauchée est observé avec un angle d'émergence de  $0^\circ$ , et le champ de vision fait  $8.8^\circ$ . OMEGA possède aussi un mode de visée aux limbes permettant d'étudier l'atmosphère.

Pour éviter d'avoir, selon l'altitude du satellite, des données qui se recouvrent trop, ou à l'inverse, dont les spectels sont disjoints, quatre différents modes d'enregistrements sont implémentés, sur 128 (altitude  $> 1500\text{ km}$ ), 64, 32 ou 16 (altitude  $< 350\text{ km}$ ) pixels du détecteur linéaire (photovoltaïque InSb) le long de la fauchée. Ceci permet d'assurer des pixels non disjoints à l'altitude maximale, et l'optimisation du volume de données à transférer pour les altitudes les plus faibles. En fonction encore une fois de l'altitude de la sonde, la largeur de fauchée au sol varie entre 5 km et 600 km. L'instrument peut ensuite enregistrer des données le long de sa trace sur environ 3000 km.

Les cubes de données générés sont ensuite agencés et stockés selon les normes standard PDS (Planetary Data System), permettant une grande facilité d'usage pour la communauté. Les mesures sont données en réflectance au sommet de l'atmosphère, corrigées des effets radiométriques, photométriques et géométriques et des effets de la réponse instrumentale. On peut néanmoins se procurer les données non corrigées. Un cube de données représente classiquement un volume de 200 Mo. Les données sont publiques et disponibles sur la base de données de l'agence spatiale européenne ESA Planetary Science Archive.

OMEGA a permis pour la première fois l'analyse minéralogique de la surface de Mars en détail, et la découverte de minéraux hydratés (Poulet *et al.* , 2005; Langevin *et al.* , 2005b; Poulet *et al.* , 2007, 2009b; McSween *et al.* , 2009; Carter *et al.* , 2010, 2013), témoins de la présence d'eau liquide passée à la surface de la planète rouge. Il a aussi permis l'étude en détail des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ , ainsi que l'étude des calottes polaires (Langevin *et al.* , 2005a, 2006, 2007; Schmidt *et al.* , 2009; Appéré *et al.* , 2011).

### 3.2.2 CRISM

**CRISM** (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) (Murchie *et al.* , 2007), embarqué à bord de la sonde américaine Mars Reconnaissance Orbiter (Graf *et al.* , 2005), mise en orbite autour de Mars en 2006, est aussi un spectro-imageur dans les domaines visible et proche infra-rouge. Il comporte, à l'instar d'OMEGA, deux détecteurs : un canal VNIR opérant en mode push broom pour la gamme  $0.362\text{ }\mu\text{m}$  -  $1.053\text{ }\mu\text{m}$ , et un canal SWIR, lui aussi fonctionnant en mode push broom pour la gamme



1.002  $\mu\text{m}$  - 3.92  $\mu\text{m}$ . Ces canaux permettent l'enregistrement de 544 bandes spectrales (contre 352 pour OMEGA), à une résolution de 6.55 nm.

La sonde Mars Reconnaissance Orbiter (Graf *et al.* , 2005) à bord de laquelle CRISM est embarqué a une orbite synchrone quasi circulaire (255  $\times$  320 km), ce qui signifie que l'heure locale de revisite d'une zone ne varie pas, et que l'altitude de mesure, et donc la résolution spatiale au sol varient peu, de 15 m à 19 m par pixel.

CRISM a de nombreux points communs avec OMEGA : l'intervalle de longueurs d'ondes mesurées est similaire, allant de 0.362  $\mu\text{m}$  à 3.92  $\mu\text{m}$ . Sa résolution spectrale de 6.55 nm est aussi comparable, bien que légèrement supérieure à celle d'OMEGA. Cependant, sa résolution spatiale d'une vingtaine de mètres par pixel est bien supérieure à celle de l'instrument européen. Ces deux spectro-imageurs sont donc complémentaires. En effet, ils s'appliquent à l'étude des mêmes objets (glace, minéraux...) mais à des échelles différentes. OMEGA permettra une étude globale, alors que CRISM sera dédié à des études ciblées en détail de zones d'intérêt.

L'imageur hyperspectral CRISM possède deux modes de fonctionnement bien distincts : un mode non-ciblé et un mode ciblé. Dans le premier mode, l'instrument se comporte comme un imageur multi-spectral, et enregistre des données dans seulement 72 des 544 canaux disponibles, à une résolution dégradée de 180 m par pixel. Ce mode a pour objectif la caractérisation minéralogique globale de la surface martienne et l'identification de zones d'intérêt majeur à étudier à plus haute résolution à la fois spatiale et spectrale. Le mode de fonctionnement ciblé permet une étude plus détaillée. Dans ce mode, l'ensemble des 544 canaux est utilisé, et une résolution maximale de 15 m par pixel peut être atteinte pour l'image centrale à haute résolution.

En effet CRISM a aussi la particularité intéressante de pouvoir acquérir en mode ciblé 11 images d'une même scène dans des conditions de visées différentes : l'instrument capture 5 spectro-images en phase d'approche de la zone d'intérêt, une en position nadir, et 5 autres après avoir dépassé la cible. Seule la spectro-image centrale est capturée à haute résolution spatiale, les 10 autres étant dégradées spatialement à une résolution de 180 m par pixel. La séquence de 11 cubes de données permet d'obtenir la réflectance de la surface au même instant (ou presque), mais pour une large gamme d'angles de phase. Ceci permet l'étude des effets photométriques des aérosols (Douté *et al.* , 2013) ou de la surface (Ceamanos *et al.* , 2013; Fernando *et al.* , 2013).

CRISM possède une dernière particularité intéressante : il peut fonctionner conjointement avec l'imageur HiRISE (McEwen *et al.* , 2007), un instrument embarqué lui aussi sur MRO, et permettant d'acquérir des images à une résolution spatiale pouvant atteindre 25 cm par pixel. Ceci permet aux utilisateurs de suivre avec une grande précision à la fois les éventuels changements morphologiques en surface grâce aux données HiRISE, et les changements physiques grâce aux données CRISM.

### 3.3 Méthodes de traitement et d'analyse rapides

#### 3.3.1 Pré-traitements

Avant de pouvoir analyser des mesures hyperspectrales, il est nécessaire de leur appliquer une série de traitements, visant à standardiser la donnée ensuite distribuée. Chaque capteur ayant une réponse propre à la fois dans le domaine spatial et spectral, il faut d'abord corriger ces réponses en fonction de l'étalonnage des capteurs. Par ailleurs, le système optique et le mode d'acquisition introduisent souvent des déformations géométriques de la scène observée, qu'il faut aussi corriger. Ensuite, on attribue aux données un indice correspondant à une évaluation de la qualité de celles-ci. On indique par exemple les pixels morts, ou chauds, c'est à dire trop bruités pour être exploitables.

A ce niveau, les données sont en général exprimées en unités de flux radiatif au sommet de l'atmosphère, l'éclairement, ou *irradiance* en anglais (souvent notée  $I$ ) en  $\text{W.m}^{-2}$ . Elles sont ensuite renormalisées par le flux solaire incident  $F$ , et sont alors exprimées en réflectance  $r$ , aussi régulièrement noté  $I/F$ , toujours au sommet de l'atmosphère. En général, tous les traitements mentionnés précédemment font partie intégrante des chaînes de traitement standards appliquées aux données avant leur distribution. Ces traitements sont parfois effectués directement à bord de l'engin transportant l'instrument et donc avant le transfert des données au sol. Pour ce transfert, les données sont compressées au niveau requis par la bande passante et le temps disponible pour leur transfert. Parfois, il est nécessaire de réduire leur dimension, et dans ce cas, on dégrade le plus souvent la résolution spatiale du cube de données du facteur requis.

Les chaînes de traitements incluent parfois aussi des algorithmes simples de corrections atmosphériques, mais le plus souvent, si l'on s'intéresse aux surfaces planétaires, il est nécessaire (si le corps en question possède une atmosphère) de recourir à des algorithmes de corrections spécifiques. En général, les pipelines de traitements de données d'imagerie hyperspectrales sont adaptés en cours de mission, en fonction des premiers résultats, de l'évolution des performances instrumentales et des attentes de la communauté scientifique. C'est le cas pour les spectro-imageurs CRISM et OMEGA (Bibring *et al.* , 2004; Bellucci *et al.* , 2006; Murchie *et al.* , 2007; Murchie *et al.* , 2009)

#### 3.3.2 Techniques d'analyses rapides

Les images hyperspectrales sont peu intéressantes en soi car elles constituent un gros volume de données mais il existe aussi une série de traitements appliqués aux images hyperspectrales, visant à favoriser leur diffusion et leur interprétation. Ces traitements sont de plusieurs types : il peut s'agir de projections géométriques visant à introduire les données dans des systèmes d'informations géographiques, ou pour la plupart des traitements, de réduction de données. Ces algorithmes de réduction s'appuient sur différents types de critères, leur but étant de fournir une image, souvent en couleurs, directement interprétable.

On crée ainsi généralement une image en "vraies couleurs", correspondant à ce qu'aurait pris un imageur classique ayant des canaux RVB (Rouge, Vert, Bleu). Cette réduction n'est possible que si les canaux correspondant au rouge, au vert et au bleu font partie des longueurs d'ondes mesurées par l'instrument.

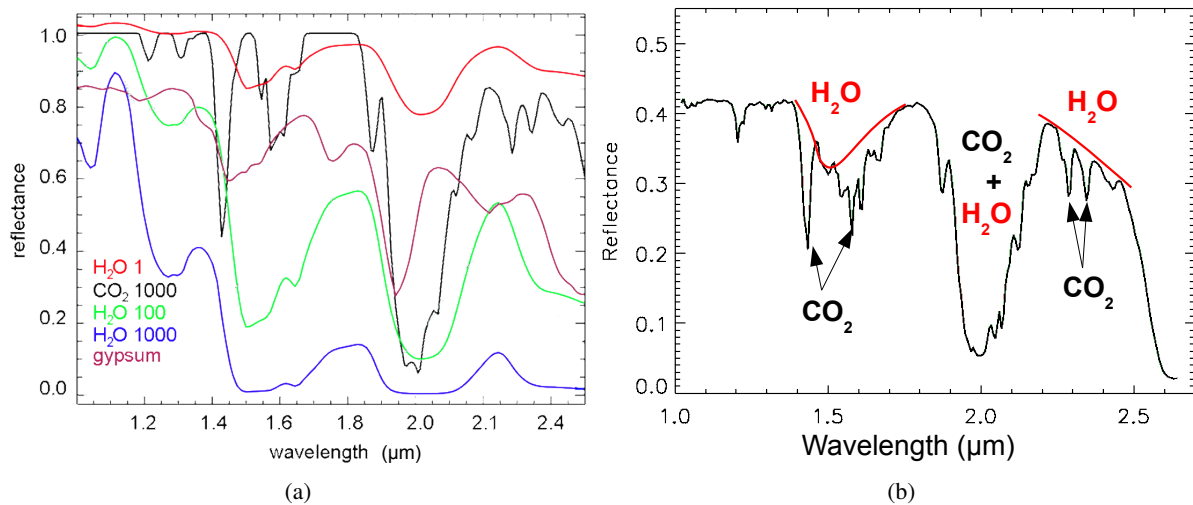


FIGURE 3.4 – Motifs spectraux diagnostiques : certaines espèces peuvent être identifiées par la position de leur bandes d’absorption. (a) Spectres synthétiques de références pour des glaces de CO<sub>2</sub> et d’eau et pour différentes tailles de grains indiqués en μm, et spectre de laboratoire de gypse, issu de la base de donnée spectrale GhoSST (<http://ghosst.obs.ujf-grenoble.fr>) Graphe adapté de (Kereszturi *et al.*, 2011). (b) Spectre mesuré par l’instrument CRISM (Observation FRT000052BC\_07\_IF163L) après corrections atmosphériques. On reconnaît certains motifs spectraux des glaces d’eau et de CO<sub>2</sub>, mais leurs combinaisons sont complexes.

Celle-ci est accompagnée de plusieurs images en “fausses couleurs”, c’est à dire qu’on a placé dans un afficheur classique différents canaux, ou critères spectraux à la place du rouge, du vert et du bleu. Les couleurs alors affichées seront ensuite directement interprétables par les utilisateurs en matière de propriétés physiques. On peut aussi créer des images en niveau de gris en ne représentant les variations spatiales que d’un seul critère.

Les valeurs représentées correspondent le plus souvent à des profondeurs de bande d’absorptions, ou à des rapports de bandes (voir Section 3.3.2.1), car ces critères reposent sur des connaissances *a priori*, et la valeur donnée est donc directement interprétable. On peut cependant parfois avoir recours à d’autres techniques de réduction automatiques permettant d’identifier sans *a priori* les grandes tendances d’un jeu de données (voir Section 3.3.2.2).

### 3.3.2.1 Sélections manuelles de canaux

**Valeur de réflectance pour une longueur d’onde diagnostique** La technique de détection la plus simple en spectroscopie consiste à consulter la valeur de la réflectance pour une longueur d’onde diagnostique de l’espèce recherchée. Cependant, la valeur obtenue n’étant pas normalisée par rapport à celle du continuum (correspondant à l’albédo de la surface), cette méthode donne des résultats qui dépendent fortement des conditions d’illumination et de visée. Ces résultats seront fiables essentiellement pour la détection de bandes saturées, c’est à dire de longueurs d’onde pour lesquelles l’ensemble du rayonnement est absorbé.

**Rapports de bandes** Les critères de type “rapport de bande” consistent simplement à faire le ratio entre les réflectances pour deux longueurs d’onde caractéristiques. Ils sont de deux types : soit on fait le rapport entre la valeur de la réflectance au fond d’une bande d’absorption et de celle dans le continuum, soit le rapport de deux réflectances correspondant aux fonds de bandes d’absorption de deux espèces différentes. Le premier type de rapport de bandes est en général converti en profondeur de bande, détaillé dans le paragraphe suivant, et sert à estimer la présence et certaines caractéristiques spectrales d’une espèce chimique donnée. Le deuxième type sert à évaluer les propriétés de mélange de deux espèces différentes, comme c’est par exemple le cas du ratio ICER1, inclus dans les chaînes de traitements des données de l’instrument CRISM, qui fait le rapport entre la réflectance à  $1.5\mu\text{m}$  et celle à  $1.43\mu\text{m}$ , et permet d’obtenir des informations sur les proportions de mélange entre la glace d’eau et celle de  $\text{CO}_2$  (Pelkey *et al.*, 2007). Parfois, on peut combiner ce critère à des critères de profondeur de bande, en faisant le ratio de deux critères de profondeur de bande.

**Profondeur de bandes** La profondeur de bandes est le critère spectral le plus utilisé en Planétologie. Il permet d’obtenir des résultats qualitatifs concernant la présence ou non de diverses espèces chimiques et minéralogiques, ainsi que sur la longueur des trajets optiques au sein de ces espèces, et ce très rapidement, en se basant sur des longueurs d’ondes diagnostiques. Le principe est simple : on estime la profondeur d’une bande d’absorption en choisissant, comme schématisé à la Figure 3.5, trois valeurs de longueur d’onde du spectre mesuré : une longueur d’onde centrale  $\lambda_C$ , la plus proche possible du centre réel de la bande d’absorption à étudier, et deux longueurs d’onde périphériques, en dehors de l’influence de la bande d’absorption, et si possible en dehors d’autres bandes d’absorptions que l’on peut s’attendre à mesurer. On calcule ensuite la différence entre la valeur de réflectance  $R(\lambda_D)$  que l’on s’attendrait à trouver s’il n’y avait pas de bande d’absorption en extrapolant à partir des valeurs en A et en B, puis on calcule la différence entre  $R(\lambda_D)$  et la réflectance réellement mesurée, que l’on normalise. Finalement, on obtient comme formule généralisée (Pelkey *et al.*, 2007) :

$$\text{BD}\lambda_C = 1 - \frac{R(\lambda_C)}{aR(\lambda_A) + bR(\lambda_B)} \quad (3.1)$$

avec  $a = 1 - b$  et  $b = \frac{\lambda_C - \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}$ .

Ce type de réduction a plusieurs avantages : elles sont très faciles à lire et à interpréter, et sont très rapides à construire. Deux types de réductions différentes, dont une représentant trois critères de profondeur de bande sur la même image en fausses couleurs sont représentées à la Figure 3.6. L’inconvénient est qu’on ne peut pas souvent aller très loin dans les interprétations physiques. Ce type de méthode est utilisé pour faire de la classification de données hyperspectrales en masse, de manière automatique et rapide. Elles peuvent constituer la première étape essentielle d’une étude, par exemple dans le choix d’un site d’intérêt.

Souvent, ce type de critère est mis à mal par l’interaction entre plusieurs bandes d’absorption proches. Par exemple, les critères BD1435 évaluant la présence de glace de  $\text{CO}_2$  et BD1500 évaluant la présence de glace d’eau, tous deux détaillés au paragraphe suivant peuvent se télescoper si les deux espèces sont présentes, ce qui est souvent le cas. On peut améliorer la formulation d’un critère de profondeur de bande

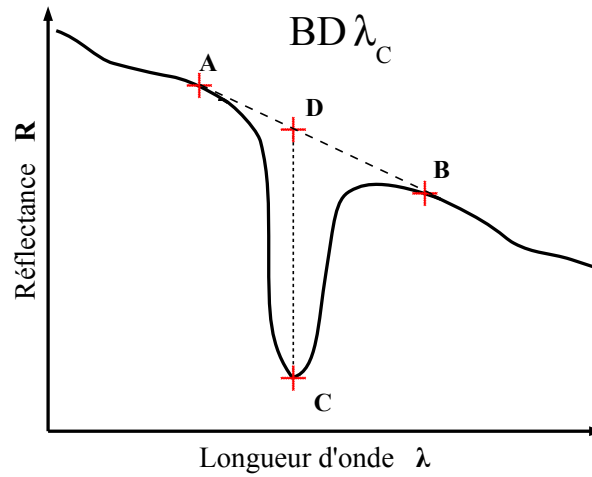


FIGURE 3.5 – Exemple de critère spectral largement utilisé en Planétologie : la profondeur de bande. On définit les points  $A$ ,  $B$  et  $C$  sur le spectre mesuré, puis on extrapole  $D$  à partir des points  $A$  et  $B$  de manière linéaire, pour s'affranchir d'une éventuelle pente dans le spectre (les variations sur le continuum, ou la présence d'une autre bande d'absorption plus large). La valeur calculée en  $D$  correspond à la valeur que l'on s'attendrait à mesurer si la bande d'absorption à laquelle on s'intéresse était absente. La profondeur de bande, que l'on notera  $BD\lambda_C$ , correspond à la différence entre la valeur de réflectance attendue en  $D$  et la valeur mesurée en  $C$ , normalisée par rapport au niveau du continuum (la valeur en  $D$ ).

au cas par cas pour résoudre ces problèmes et construire des critères plus fiables. On peut par exemple dans le cas des glaces martiennes et de l'instrument OMEGA, exprimer la profondeur de la bande à  $\lambda = 1.435 \mu\text{m}$  de la glace de  $\text{CO}_2$  comme (Langevin *et al.*, 2007) :

$$1.16 \left( 1 - \frac{R(\lambda = 1.429 \mu\text{m})}{R(\lambda = 1.385 \mu\text{m})^{0.5} \times R(\lambda = 1.443 \mu\text{m})^{0.5}} \right)^{0.92} \quad (3.2)$$

Ce critère a été calibré à partir d'observations OMEGA de la calotte saisonnière sud de Mars, de zones contenant de la glace de  $\text{CO}_2$  pure et de zones contenant de la glace de  $\text{CO}_2$  polluée par de la glace d'eau. Dans le second cas, les spectres mesurés ont été ajustés par un spectre de glace d'eau, qui a ensuite été retiré à la mesure pour permettre l'évaluation de l'intensité de la bande du  $\text{CO}_2$  non polluée. Une relation fonctionnelle a ensuite été établie entre la valeur du ratio  $R = \frac{R(\lambda = 1.429 \mu\text{m})}{R(\lambda = 1.385 \mu\text{m})^{0.5} \times R(\lambda = 1.443 \mu\text{m})^{0.5}}$  mesuré et la profondeur de bande réelle (Langevin *et al.*, 2007).

Les critères représentés à la figure 3.6, faisant tous trois partie des opérations de post-traitement effectués automatiquement sur chaque cube de donnée CRISM (Pelkey *et al.*, 2007) sont détaillés ici :

1. BD1435 est un critère de profondeur de la bande d'absorption à  $1.435 \mu\text{m}$  de la glace de  $\text{CO}_2$  permettant donc de détecter cette dernière. Il correspond à :

$$1 - \frac{R(\lambda = 1.43 \mu\text{m})}{0.4 \times R(\lambda = 1.37 \mu\text{m}) + 0.6 \times R(\lambda = 1.47 \mu\text{m})} \quad (3.3)$$

2. BD1500 est un critère de profondeur de la bande d'absorption de la glace d'eau à  $1.5 \mu\text{m}$ , permet-

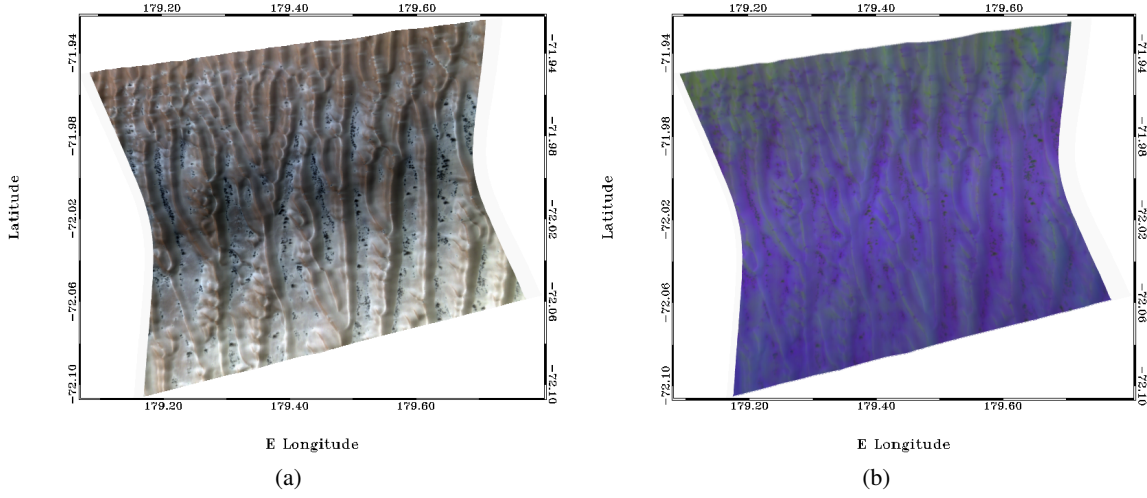


FIGURE 3.6 – Deux réductions différentes du même cube de données CRISM (FRT000052BC\_07\_IF163L) produites dans les chaînes de traitements automatiques. Ces données sont projetées dans un système d'informations géographiques, après correction des déformations géométriques. (a) Image réduite, en vraies couleurs en utilisant les canaux : rouge  $\leftarrow$  592nm, vert  $\leftarrow$  533 nm et bleu  $\leftarrow$  492nm. (b) Même image réduite en fausses couleurs en utilisant les canaux : rouge  $\leftarrow$  BD1900, vert  $\leftarrow$  BD1500 et bleu  $\leftarrow$  BD1435. Le vert représente donc ici la glace d'eau et le bleu la glace de CO<sub>2</sub>. Le violet témoigne donc d'un mélange de glaces d'eau et de CO<sub>2</sub>. Ces différents critères spectraux permettent de déterminer la présence de glace de CO<sub>2</sub> et de glace d'eau sur l'ensemble de la zone. Ceci ne permet cependant pas d'en estimer les proportions relatives, mais donne tout de même une idée de la variabilité spatiale de ces proportions. Crédits : NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory.

tant de détecter la présence de glace d'eau. Il correspond à :

$$1 - \frac{R(\lambda = 1.51 \mu\text{m})}{0.507 \times R(\lambda = 1.33 \mu\text{m}) + 0.493 \times R(\lambda = 1.695 \mu\text{m})} \quad (3.4)$$

3. BD1900 est un critère basé sur une raie caractéristique de l'eau, et permettant de détecter les sulfates hydratés, les argiles, la glace d'eau ou le verre. Il correspond à :

$$1 - \frac{0.5 \times (R(\lambda = 1.93 \mu\text{m}) + R(\lambda = 1.985 \mu\text{m}))}{0.533 \times R(\lambda = 1.857 \mu\text{m}) + 0.467 \times R(\lambda = 2.067 \mu\text{m})} \quad (3.5)$$

Ce type de critère est largement utilisé pour la détection de différentes espèces, minérales ou glacées, et a permis notamment la découverte de phyllosilicates, des minéraux hydratés, à la surface de Mars (Poulet *et al.*, 2005; Bibring *et al.*, 2006; Poulet *et al.*, 2007, 2008; Michalski *et al.*, 2010). Ils peuvent aussi être utilisés pour l'évaluation rapide de l'intérêt d'une zone d'étude par exemple.

Les réductions manuelles de données ont l'avantage de permettre un traitement très rapide et une représentation simple, ce qui conduit à une interprétation facilitée. Cependant, ceci comporte un certain nombre de risques, comme l'élimination d'informations importantes par l'utilisation d'un nombre très limité de canaux (de 1 à 3 sur plusieurs centaines disponibles). De plus, l'information consultée peut être biaisée par d'autres facteurs. Dans le cas des interactions entre les bandes d'absorption des glaces d'eau et de CO<sub>2</sub> sur Mars, le critère de profondeur de bande a été adapté, mais il peut rester d'autres biais, que



l'on ne peut pas évaluer *a priori*. Par ailleurs, le fait de n'utiliser qu'un nombre très limité de canaux induit une forte dépendance des résultats à la présence d'autres signatures spectrales superposées à celle d'intérêt, aux bruits de mesure, ou à la présence de pixels chauds ou morts. La sensibilité au bruit est particulièrement marquée si la bande d'absorption à détecter est peu intense.

### 3.3.2.2 Techniques d'analyse automatiques non supervisées

Les méthodes d'analyse non supervisées ont l'avantage de ne pas faire d'*a priori* sur les données. On ne recherche pas la présence d'une bande en particulier, comme c'est le cas dans les méthodes de critère spectral, ni la détection d'un composé donné d'une base de référence comme dans les méthodes de démixage spectral. On cherche dans ces méthodes à exhiber les propriétés statistiques des données.

**Analyse en composante principale** La méthode la plus connue est l'analyse en composante principale (ACP), qui cherche et classe les axes de plus grande variance d'un nuage de points, par diagonalisation de sa matrice de corrélation. Ces axes sont appelés composantes. On définit les  $n$  composantes principales comme étant les  $n$  premières composantes, portant une fraction  $f_n$  de la variance totale de l'échantillon de données.

On exprime ensuite la donnée réduite comme une combinaison linéaire de ses composantes principales. La dimension de cette donnée réduite peut être fixée arbitrairement par l'utilisateur en imposant le nombre  $n_1$  de composantes utilisées, ou peut être déterminée par un seuil  $f_n$  sur la variance. On peut par exemple choisir de négliger les composantes au delà des  $n_2$  premières représentant 99.9% de la variance.

L'ACP suppose donc la décorrélation des sources (les axes sont orthogonaux entre eux), ce qui la rend mal adaptée à l'étude d'images hyperspectrales en Planétologie, car il peut y avoir à la fois une forte corrélation spatiale entre les sources (par exemple entre la présence d'eau sur le piège froid qu'est le CO<sub>2</sub>), et une forte corrélation spectrale entre les signatures des composés. C'est une technique qui est donc assez peu utilisée dans l'étude détaillée des surfaces. Elle constitue néanmoins une première étape intéressante pour permettre de distinguer rapidement différents types de terrains ou d'unités dans des jeux de données importants. Ces unités peuvent ensuite être étudiées plus en détail avec d'autres techniques (Barata *et al.*, 2004; Schmitt *et al.*, 2005; Schmitt *et al.*, 2005; Douté *et al.*, 2007).

**Analyse en composante indépendante** L'analyse en composante indépendante (ACI) consiste, sur le même principe que l'ACP, à chercher les différentes sources créant la variabilité d'un échantillon. On cherche cette fois-ci la transformation linéaire qui va minimiser la dépendance mutuelle entre les différentes composantes. Cette méthode est ainsi plus adaptée aux besoins de la Planétologie.

La différence principale avec l'ACP est qu'au lieu de chercher pour un axe donné la variance la plus grande possible, on cherche des axes qui présentent une distribution la moins gaussienne possible, une distribution gaussienne étant interprétée comme un mélange linéaire de différentes variables aléatoires

(et donc l'exact opposé d'une variable indépendante). Cette technique est assez récente et fait l'objet de développements réguliers (Candès *et al.* , 2011; Shlens, 2014; Hron *et al.* , Available online 26 July 2015). Plusieurs méthodes d'ACI existent aujourd'hui, reposant sur des principes différents, comme par exemple les plus utilisés pour l'étude de Mars, Fast-ICA, reposant sur la non-gaussianité décrite précédemment, (Comon, 1994; Hyvarinen, 1999; Hyvarinen & Oja, 2000), ou JADE, qui passe par le calcul des cumulants d'ordre quatre et une diagonalisation jointe (Cardoso & Souloumiac, 1993).

L'ACI ne permet pas d'ordonner les sources directement, au contraire de l'ACP, mais il est possible d'estimer l'importance de chaque source en analysant les abondances.

Cette méthode a cependant la limitation de ne pas assurer la positivité d'une source, et peut donc donner des abondances de composés négatives (si on fait le lien entre une source de variabilité et l'abondance d'un composé). On peut la combiner à d'autres méthodes pour améliorer les résultats (Moussaoui *et al.* , 2008) .

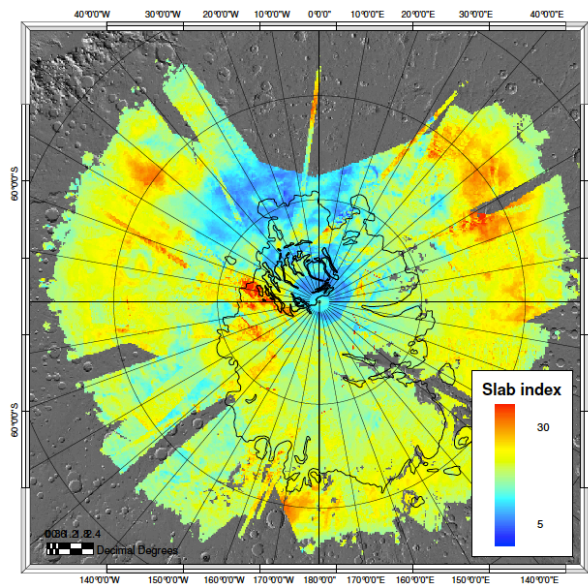
Les techniques d'analyse rapides, supervisées ou non sont nombreuses, et n'ont été citées ici seulement les plus connues. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer au travail de thèse de F. Schmidt (Schmidt, 2007), dans lequel on peut trouver un inventaire plus exhaustif (et en français !) des méthodes disponibles.

### 3.4 Conclusion

À travers ce chapitre, on peut déjà apprécier la richesse des données d'imagerie hyperspectrale : avec des méthodes de traitement relativement simples et très rapides, il est possible d'extraire une quantité impressionnante de résultats. Ces analyses sont en général qualitatives, c'est à dire qu'elles établissent la présence d'espèces (détection), mais ne peuvent pas en établir les proportions de manière fiable. Il est en revanche possible de dériver de critères spectraux des tendances. On peut par exemple suivre au cours d'une saison les intensités relatives de bandes d'absorption caractéristiques des glaces d'eau et de CO<sub>2</sub>, en fonction de l'évolution de ces intensités, on pourra établir grossièrement dans quel sens ces proportions varient, mais sans avoir de quantification fiable. Attention, dans certains cas, il peut y avoir des interprétations erronées, par exemple si les proportions de surface et les épaisseurs/tailles de grains varient inversement dans le temps à cause des non-linéarités du transfert radiatif.

Pour aller plus loin, il est nécessaire d'avoir recours à des techniques plus élaborées, qui vont permettre cette fois-ci de quantifier précisément des paramètres donnés de la surface ou de l'atmosphère : les méthodes d'inversion de modèles physiques.

## Méthodes d'inversion de modèle physique



Mosaïque d'indice de transparence de la glace sur la calotte saisonnière sud issue de F. Schmidt & the OMEGA Team (2009) pour les années martiennes 27 et 28, et  $L_S = 220^\circ$ - $230^\circ$  construite en utilisant la méthode GRSIR décrite en section 4.1.

On désigne par problème inverse la recherche des paramètres qui ont conduit à une observation donnée. On part donc du résultat, l'observation, et on cherche à retrouver le point de départ, les paramètres physiques ayant généré l'observation, d'où le nom de problème *inverse*. Par opposition, le problème *direct* consiste, à simuler des données, en connaissance des paramètres du milieu. On parle d'*inversion* lorsque l'on traite un problème inverse. L'inversion est un thème central dans les sciences de l'observation, qui par définition, cherchent à comprendre et à modéliser les processus par la mesure de grandeurs observables.

On considère une donnée simulée  $d_{sim}$  comme résultant de l'interaction de différents paramètres  $m = (p_1, \dots, p_{n_p})$ . On suppose donc qu'il existe une fonction *modèle direct*  $F$  qui transforme un jeu de paramètres  $m$  en mesure simulée  $d_{sim} = F(m)$ . Le problème inverse consiste à chercher à retrouver le (ou les) jeu(x) de paramètres  $m$  en partant d'une mesure donnée  $d_{mes}$ .

La résolution de ce problème peut être analytique, si on connaît  $F$ , et si elle est inversible, mais le plus souvent, cette résolution s'avère être une tâche difficile. Les solutions  $m$  peuvent être multiples, et l'espace à parcourir  $M$  pour les déterminer peut être extrêmement vaste. Il va alors falloir trouver un compromis entre un temps de calcul raisonnable et une solution satisfaisante au problème inverse. De nombreuses méthodes de résolution existent, et selon les spécificités du problème inverse que l'on cherche à résoudre on privilégiera l'une ou l'autre (Tarantola & Valette, 1982). Le terme *assimilation* est parfois utilisé à la place de *inversion* car contrairement à ce qui pourrait être pensé naïvement, à la fin de l'analyse, on peut apprendre des choses sur les paramètres, comme sur les données mesurées. Ce cas est possible quand les données mesurées, entachées d'incertitudes, ne sont pas toutes compatibles avec le modèle. Nous utiliserons ici *inversion* car il est plus utilisé dans la communauté en Planétologie.

Nous présenterons dans ce chapitre les techniques d'inversion principales utilisées pour l'étude des images hyperspectrales de Mars. Cette présentation ne prétend pas constituer une liste exhaustive des méthodes d'inversions disponibles, mais plutôt un panorama d'ensemble de ce qui est classiquement utilisé dans la communauté en Planétologie. On peut distinguer deux grands types de méthodes : les méthodes s'appuyant sur une analyse statistique des données et un apprentissage sur un jeu de référence, décrites en section 4.1, et les méthodes s'appuyant sur un modèle physique, décrites en section 4.2.

## 4.1 Inversion par méthodes statistiques de réduction

L'objectif de ce type de méthode est de décrire statistiquement l'effet d'un paramètre particulier sur la donnée, sans décrire les processus physiques en jeu. On constitue donc un échantillon d'apprentissage pour lequel on fait varier le dit paramètre, pour en quantifier les effets, puis on cherche à utiliser les tendances alors identifiées pour retrouver la valeur du paramètre d'intérêt sur une donnée inconnue.

**AFD** L'Analyse Factoriel Discriminante (AFD), ou analyse discriminante linéaire de Fisher (Fisher, 1936) correspond à un apprentissage d'un modèle linéaire, par un jeu de données de référence. Ces données peuvent être constituées de données réelles de laboratoire ou de données synthétiques (dont les paramètres utiles sont connus).

L'AFD consiste à chercher dans un échantillon de données préalablement séparé en différentes classes la transformation linéaire qui minimise la variance à l'intérieur d'une classe, tout en maximisant la variance inter-classes. L'axe déterminé sera ainsi représentatif de ce qui diffère d'une classe à l'autre (voir Figures 4.1a et 4.1b).

On note  $\overline{\overline{D}}_{ref}$  la base de référence, contenant  $N_c$  classes différentes notées  $\overline{\overline{D}}_{ref}^i$ . Il est important de noter ici que l'on considère que chaque élément de la base de référence est une entité vectorielle. La base est donc une matrice, son nombre de lignes correspond à la dimension de chaque éléments (par exemple le nombre de bandes spectrales), et son nombre de colonnes correspond au nombre total  $N$  d'éléments constituant la base. On note un élément de la base (un spectre de référence par exemple)  $d_{ref}$ , et un élément  $j$  de la classe  $i$   $d_{ref,j}^i$ . On peut exprimer la covariance intra-classe comme :

$$cov(\overline{\overline{D}}_{ref}^i) = \frac{\overline{\overline{D}}_{ref}^i \cdot (\overline{\overline{D}}_{ref}^i)^T}{N_i - 1} \quad (4.1)$$

$N_i$  étant le nombre d'éléments de la classe  $i$ . En partant de la valeur moyenne de chaque classe :

$$\langle d_{ref}^i \rangle = \sum_{j=0}^{N_i} \frac{d_{ref,j}^i}{N_i} \quad (4.2)$$

on peut définir une “base de référence moyenne”  $\langle \overline{\overline{D}}_{ref} \rangle$  comme la matrice contenant les moyennes de chaque classe, et ainsi exprimer la covariance inter-classes comme

$$cov(\langle \overline{\overline{D}}_{ref} \rangle) = \frac{\langle \overline{\overline{D}}_{ref} \rangle \cdot (\langle \overline{\overline{D}}_{ref} \rangle)^T}{N_c - 1} \quad (4.3)$$

On peut montrer (Saporta, 2011) qu'il suffit ensuite de diagonaliser la matrice  $[cov(\overline{\overline{D}}_{ref}^i)]^{-1} \cdot cov(\langle \overline{\overline{D}}_{ref} \rangle)$  pour obtenir l'axe qui supporte le maximum de variance inter-classes et le minimum de variance intra-classe.

La valeur de la projection sur l'axe est un indicateur de la valeur du paramètre d'intérêt et ceci correspond à linéariser le problème direct de manière empirique sur un jeu de données connues (4.1b). La linéarisation n'est souvent pas une hypothèse réaliste.

**GRSIR** La méthode GRSIR (*Gaussian Regularized Sliced Inverse Regression*) permet de généraliser l'AFD (Bernard-Michel *et al.*, 2008, 2009b). Au lieu d'utiliser la valeur de la projection sur l'axe représentatif déterminé par l'AFD, on peut chercher une relation permettant de retrouver la valeur du paramètre à partir des données projetées. En représentant la valeur du paramètre d'intérêt en fonction de la valeur obtenue par projection sur cet axe (voir Figure 4.1c), on peut alors déterminer une fonctionnelle empirique qui permettra, à partir de la projection sur ce même axe d'une donnée mesurée, de déterminer la valeur du paramètre en question. Les incertitudes associées à cette méthode correspondent aux variances intra-classe déterminées pendant l'apprentissage. La méthode GRSIR a été utilisée pour

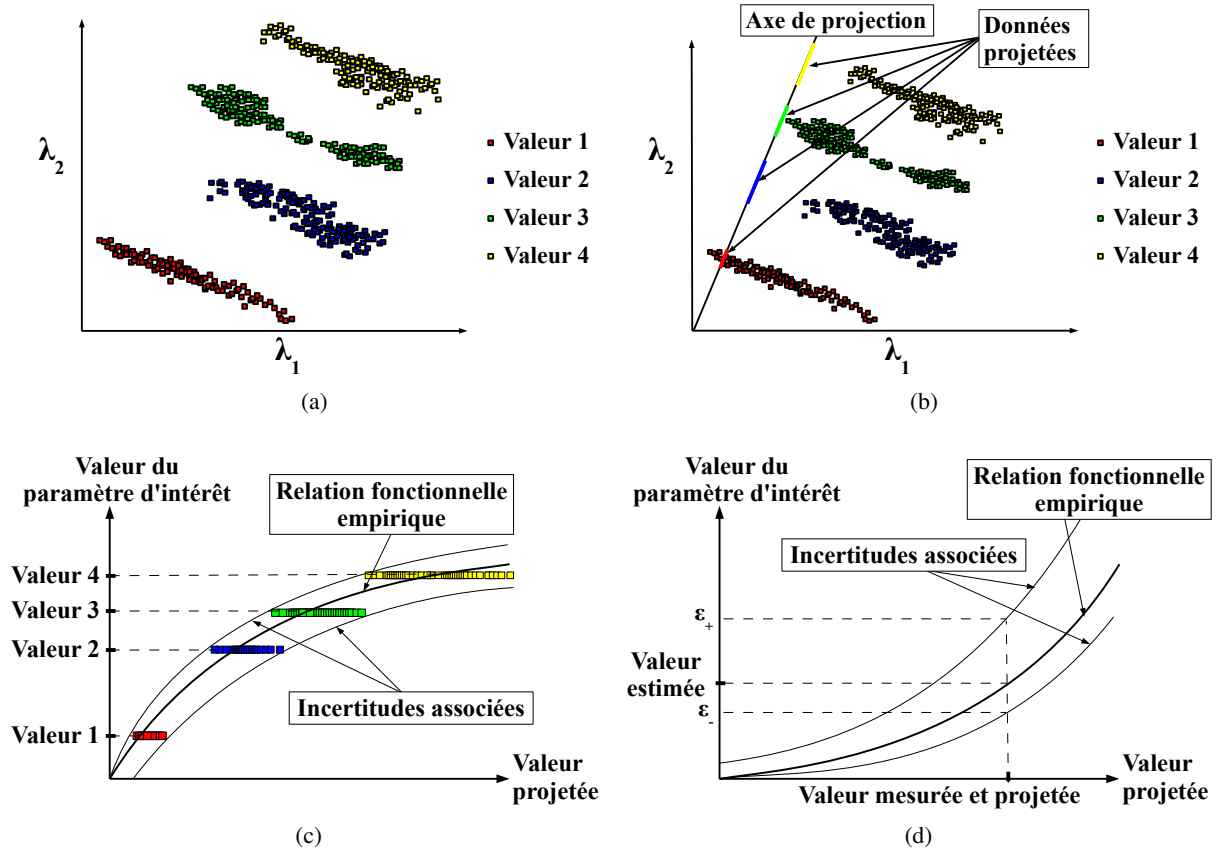


FIGURE 4.1 – Illustration de l’analyse factorielle discriminante et de l’interpolation avec une fonctionnelle, dans un cas simplifié à deux dimensions. Les variables 1 et 2 représentent les variables que l’on peut mesurer, par exemple la réflectance à la longueur d’onde 1 et à la longueur d’onde 2, comme représenté ici. On dispose d’un ensemble de points dont on connaît la valeur du paramètre d’intérêt, par exemple l’épaisseur de glace transparente, et les valeurs des variables 1 et 2. On peut donc les classer en fonction de leur valeur pour le paramètre d’intérêt. (a) On a ici quatre catégories formées par quatre différentes valeurs de ce paramètre d’intérêt, par exemple quatre épaisseurs de glace différentes. (b) On calcule ensuite l’axe de projection qui minimise la variance à l’intérieur des catégories, et qui maximise la variance entre les différentes catégories. (c) En représentant la valeur du paramètre d’intérêt en fonction de leur valeur sur l’axe de projection, on détermine une relation fonctionnelle empirique qui les relie. On peut aussi définir des incertitudes à partir des variance intra-classe. (d) Ceci nous permettra à l’avenir d’estimer la valeur du paramètre d’intérêt pour une mesure donnée, par extrapolation avec la fonctionnelle de la valeur de la mesure projetée sur l’axe, avec des incertitudes  $\varepsilon_+$  et  $\varepsilon_-$  qui dépendent des variances intra classe. Dans le cas général, la relation fonctionnelle n’est pas linéaire.

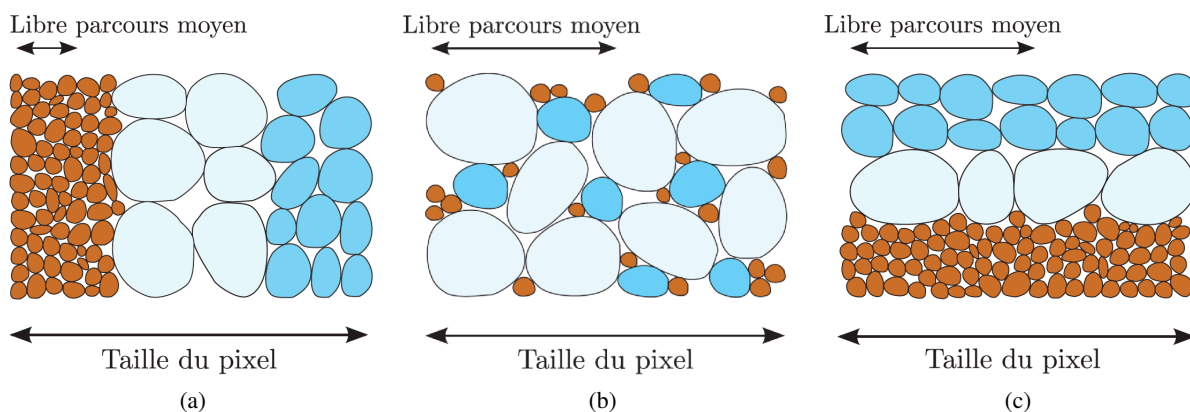


FIGURE 4.2 – Différents types de mélanges possibles en fonction du libre parcours moyen et de la taille du pixel, représentés ici pour trois espèces de caractéristiques différentes pouvant représenter par exemple le mélange sur Mars entre de la glace de  $\text{CO}_2$ , de la glace d'eau et des poussières. (a) Mélange linéaire, ou mélange géographique sub-pixel. (b) et (c) Deux types de mélange intime : le libre parcours moyen d'un photon est supérieur à la distance moyenne séparant les différentes espèces. Les différentes zones d'un mélange linéaire (a) ou les différentes couches d'un mélange stratifié (c) peuvent elle même être constituées d'un mélange intime entre plusieurs espèces (b). Illustrations extraites de Appéré (2012).

l'étude de Mars pour estimer les tailles de grains de glace d'eau et de  $\text{CO}_2$  de la calotte résiduelle Sud (Bernard-Michel *et al.*, 2009a; F. Schmidt & the OMEGA Team, 2009) (cf page 75).

## 4.2 Inversion d'un modèle physique

L'objectif des techniques d'inversion est d'identifier et de quantifier les contributions des différents éléments formant l'objet à analyser, dans notre cas la surface.

Il existe plusieurs types de mélanges pour une surface, linéaire ou intime, représentés figure 4.2. On parle de mélange linéaire lorsqu'on trouve différents types de surfaces mélangées géographiquement à une échelle inférieure à la taille d'un pixel, mais très supérieure au libre parcours moyen d'un photon dans la surface. Le rayonnement n'interagit donc qu'avec un seul type de milieu, selon l'endroit où il rencontre la surface, et le rayonnement mesuré est une combinaison linéaire des rayonnements ayant rencontré les différents milieux. S'il était possible d'augmenter la résolution spatiale de l'instrument à volonté, on finirait par faire disparaître les effets de ce mélange.

On parle de mélange intime lorsque plusieurs espèces différentes sont présentes au sein d'un milieu, et que le libre parcours moyen d'un photon est supérieur à l'échelle de ce mélange, si bien que le rayonnement issu de cette surface est le fruit d'interactions avec les différentes espèces la constituant. On mesure une combinaison non linéaire des rayonnements des différentes espèces pures rencontrées. Ce type d'effet est indépendant de la résolution instrumentale.



### 4.2.1 Démélange linéaire

Le mélange linéaire constitue la modélisation physique la plus simple des interactions entre les différents constituants d'une surface. Cette hypothèse n'est pleinement justifiée que si l'échelle du mélange géographique est toujours très supérieure au libre parcours moyen des photons dans la surface. On cherche donc à reconstruire le spectre mesuré  $d_{mes}$  à partir de combinaisons linéaires  $d_{sim}$  des  $n_r$  spectres de référence (Keshava & Mustard, Jan 2002) :

$$d_{sim} = \sum_{i=1}^{n_r} a_i d_{ref,i} + \mathcal{G}_{n_c} \quad (4.4)$$

où  $a_i$  désigne la proportion du  $i^{ème}$  spectre de référence  $d_{ref,i}$  et  $\mathcal{G}_{n_c}$  désigne un bruit additif, souvent supposé comme une loi normale indépendante et identiquement distribuée représentant un bruit gaussien (généralement représentée par de matrice de covariance scalaire  $\bar{\bar{C}} = \sigma \bar{\bar{I}}_{n_c}$ , avec  $\bar{\bar{I}}_{n_c}$  la matrice unité de taille  $n_c$ , et  $n_c$  le nombre de canaux spectraux) (Dobigeon *et al.* , 13-16 Dec. 2009).

L'algorithme d'inversion consiste donc à chercher les coefficients  $a_i$  qui permettent de minimiser la distance entre  $d_{sim}$  et  $d_{mes}$  (fonction coût). Différentes fonctions coût sont possibles, mais en général, elles se basent sur la distance et la méthode des moindres carrés, comme par exemple pour l'algorithme MEL-SUM utilisé pour l'étude de Mars (Combe *et al.* , 2008). Les spectres de références, ou *endmembers* sont dans ce cas rassemblés dans une matrice  $\bar{\bar{D}}_{ref}$  de taille  $n_r \times n_c$ , et la meilleure solution  $A = [a_1, \dots, a_{n_r}]^T$  est déterminée par le calcul :

$$A = \left( \bar{\bar{D}}_{ref}^T \cdot \bar{\bar{D}}_{ref} \right)^{-1} \cdot \bar{\bar{D}}_{ref}^T \cdot d_{mes} \quad (4.5)$$

Ce calcul est une régression linéaire utilisant l'estimateur des moindres carrés ordinaires.

Les résultats peuvent de plus être améliorés par l'ajout de conditions sur les coefficients  $a_i$  :

1. La positivité des sources impose à chaque coefficient des combinaisons linéaires d'être positif  $a_i \geq 0$ . Ces coefficients représentant des abondances respectives, un coefficient négatif est une aberration physique. Il est cependant possible d'introduire des fonctions d'ajustement auxquelles on ne donne pas de sens physique, et qui peuvent être affublées d'un coefficient de mélange négatif (Chouzenoux *et al.* , 2014; Schmidt *et al.* , 2014).
2. La somme à 1 : la somme des contributions relatives est égale à l'unité. Cette condition n'a de sens que si elle est formulée conjointement à la première condition de positivité.
3. La parcimonie : on privilégie les solutions avec le plus petit nombre de composés. L'idée est que si on a beaucoup de spectres dans la base de référence, il sera possible de reconstruire de manière satisfaisante un spectre quelconque, mais le problème sera devenu sous-contraint, et le résultat n'aura alors plus de sens physique. On choisit donc de décrire la donnée à analyser avec un minimum de spectres de références (ou *endmembers*) possibles Iordache *et al.* (2013).

Pour plus de détails sur les possibles techniques de démélange linéaire, le lecteur peut se référer à Bioucas-Dias *et al.* (2012) et Schmidt (2014).

Une difficulté de ce type d'analyse est que même dans le cas d'un mélange linéaire, la composition chimique n'est pas le seul facteur à prendre en compte. En effet, la taille des grains formant la surface, ainsi que les conditions d'illumination et de visée doivent être prises en compte. On peut utiliser des modèles

de transfert radiatif pour prendre ces effets en compte et générer les bases de références adéquates (Poulet *et al.*, 2009a,b) ou utiliser des spectres de laboratoire. Cependant l'estimation d'abondance de spectre de taille de grains différente entre les observations et le jeu de données de référence est mauvaise (Schmidt *et al.*, 2014).

Ces techniques de démixage linéaire sont très utilisées car elles permettent une classification rapide des surfaces et de leur composition par comparaison de mesures avec des spectres de référence.

Pour éviter d'avoir des bases spectrales de référence trop volumineuses, et d'alourdir les calculs, on peut utiliser quelques spectres de référence par espèce chimique, représentant différentes tailles de grains, et utiliser une méthode de comparaison peu sensible aux effets géométriques. Les méthodes s'appuyant sur le coefficient de corrélation ou la transformée en ondelette sont indiquées dans ce cas (Schmidt *et al.*, May 2007). Il est aussi possible de choisir les spectres de référence dans le cube de données analysé, en déterminant un nombre optimal de spectres de référence, et d'interpréter ces *endmembers* séparément par la suite (Ceamanos *et al.*, 2011; Parente *et al.*, 24-29 July 2011; Luo *et al.*, 2013).

Ce modèle linéaire souffre de réalisme car il y a de nombreux cas de mélange intime dans la nature, totalement ignoré dans ce type d'approche. Une autre limitation est que les *endmembers* choisis ne correspondent pas forcément aux spectres dans le mélange linéaire.

### 4.2.2 Recherche des plus proches voisins

La méthode de recherche du ou des  $k$  plus proches voisins repose sur une base de données de référence (LUT, pour *Look-Up Table*), souvent synthétique. On va comparer chaque mesure à l'ensemble de la LUT. Ces bases de références sont le plus souvent créées à l'aide de modélisations du transfert radiatif dans les surfaces. On parle parfois de démixage non-linéaire. Le plus proche voisin sera l'élément de la LUT minimisant une fonction de coût donnée, le plus souvent correspondant à la distance usuelle (norme  $L^2$ ), même si dans le cas général, toute mesure de distance convient.

On dit dans ce cas que l'on minimise les moindres carrés, et on exprime la distance  $D(d_{mes}, F(m_i))$  entre la donnée mesurée et un élément  $i$  de la LUT comme :

$$D(d_{mes}, F(m_i)) = \|d_{mes} - F(m_i)\|_2 = \sqrt{(d_{mes} - F(m_i))^T \cdot (d_{mes} - F(m_i))} \quad (4.6)$$

où l'opérateur  $^T$  désigne la transposée. Dans un cas plus général, il est possible d'utiliser d'autres types de normes dans  $L^2$  en pondérant l'espace par une métrique. Dans ce cas, on exprime :

$$D(d_{mes}, F(m_i)) = \sqrt{(d_{mes} - F(m_i))^T \bar{\bar{M}} (d_{mes} - F(m_i))} \quad (4.7)$$

où  $\bar{\bar{M}}$  est la matrice représentant une métrique quelconque de l'espace. Dans le cadre de la spectro-imagerie, l'utilisation d'une métrique peut permettre par exemple de donner plus de poids à certains canaux spectraux diagnostiques, et moins à des canaux connus comme étant fortement bruités. On peut aussi s'en servir pour faire une transformation plus complexe de l'espace, afin de tenir compte de certains

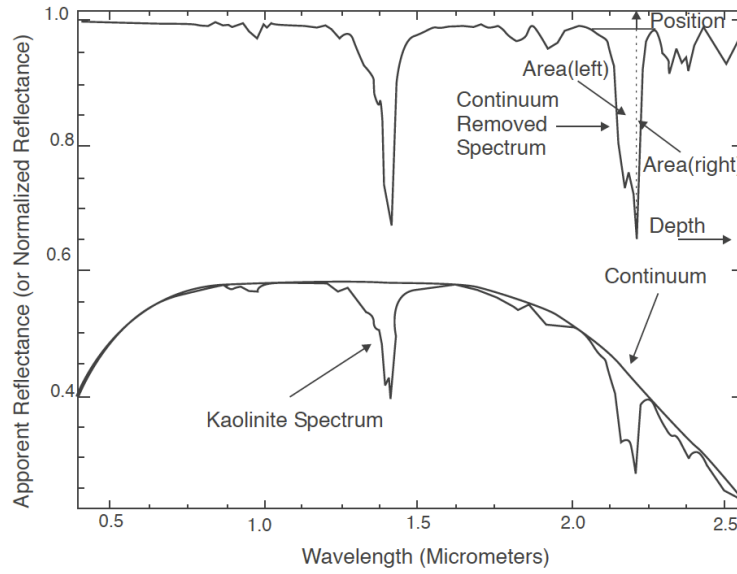


FIGURE 4.3 – Exemple de transformation d’un spectre pour sélectionner ses motifs spectraux : le continuum est retiré et le résidu est normalisé. Le résultat  $SF(d_{mes})$  est représenté en haut. Figure extraite de van der Meer (2004).

biais, comme nous le verrons en partie IV, avec la prise en compte des éventuelles erreurs de correction atmosphérique.

Il existe de nombreuses autres techniques pour évaluer la ressemblance entre les éléments d’une base de référence et une donnée mesurée. On peut, entre autres mesurer le coefficient corrélation  $corr(d_{mes}, F(m_i))$  entre les éléments de la LUT et la mesure :

$$corr(d_{mes}, F(m_i)) = \frac{(d_{mes})^T \cdot F(m_i)}{\|d_{mes}\|_2 \times \|F(m_i)\|_2} \quad (4.8)$$

Ce coefficient varie entre  $-1$  (anti-corrélation) et  $+1$  (corrélation parfaite). Pour le rendre plus facilement utilisable dans les algorithmes de recherche des plus proches voisins, on utilise en général l’*angle*, défini comme  $\Delta = \arccos(corr)$ . Ainsi, on a un coefficient qui varie entre  $0$  et  $\pi$ ,  $0$  étant le plus proche, et croissant à mesure que la ressemblance entre la donnée et la simulation diminue, comme pour une mesure de distance.

Enfin, une autre méthode assez largement répandue est celle du SFF (*spectral feature fitting*) . Celle-ci consiste à ne retenir d’un spectre que les motifs d’absorption : on retire le continuum, et on normalise le spectre (voir Figure 4.3) (Clark *et al.* , 1990; van der Meer, 2004). Les “motifs spectraux” sont ensuite comparés en utilisant la méthode des moindres carrés : on minimise  $\|SF(d_{mes}) - SF(F(m_i))\|_2$ , l’opérateur  $SF$  désignant la transformation du spectre qui ne garde que ses motif spectraux, et l’opérateur  $\|\cdot\|_2$  désignant la norme  $L^2$ .

Les paramètres associés au plus proche voisin (quelle que soit la méthode utilisée pour le déterminer) de la mesure dans la LUT seront considérés comme la meilleure inversion. Cette méthode a l’avantage d’être très rapide, évitant de faire de lourds calculs de modèles directs pour chaque donnée à inverser,

la LUT ne nécessitant d'être calculée qu'une seule fois. C'est une méthode très utilisée en planétologie, pour sa simplicité et la concision des résultats fournis (Appéré *et al.*, 2011; Douté, 2014). En revanche, elle suppose que toutes les possibilités sont représentées dans la LUT, qui doit donc être réalisée avec soin.

De plus, la recherche de plus proches voisin comporte certaines failles. En effet, elle risque de masquer des solutions multiples (multimodalités de la solution), et la solution dépend de l'échantillonnage de l'espace des paramètres, et donc de la taille de la LUT. La taille de la LUT doit donc être optimisée, pour permettre une exploration exhaustive de l'espace des paramètres, sans alourdir trop le calcul de la solution. D'autre part, cette méthode souffre d'une absence d'estimation d'incertitude.

### 4.2.3 Inversion bayésienne Monte-Carlo

#### 4.2.3.1 Estimateur Monte-Carlo

Inventée il y a environ 70 ans par Nicholas Metropolis et Stanislaw Ulam, la méthode Monte-Carlo consiste à chercher à approcher un résultat de manière itérative. Cette méthode d'estimation a été créée pendant la seconde guerre mondiale, dans le cadre de la recherche sur l'arme atomique, pour résoudre les équations de transport de  $N$  particules. Elle n'a été publiée qu'en 1949 (Metropolis & Ulam, 1949; Metropolis *et al.*, 1953), en conservant le nom de code qu'elle avait jusqu'alors : Monte Carlo, en référence au célèbre casino du quartier monégasque et aux processus aléatoires sur lesquels le casino et la méthode d'estimation reposent.

On suppose qu'on dispose d'une densité de probabilité (ou PDF pour *Probability Density Function*) *a priori*  $\rho_M(m)$  d'une variable aléatoire  $m$  de support  $M$  et d'une fonction  $F$  d'ensemble de définition  $M$ . On connaît donc l'espérance  $E(F(m))$  de la donnée simulée, d'après la loi de probabilité  $\rho_M(m)$  et la fonction  $F$  :

$$E(F(m)) = \int_M F(x) \rho_M(x) dx \quad (4.9)$$

La loi des grands nombres permet de construire un nouvel estimateur de l'espérance de la donnée simulée  $F(m)$ , à partir d'un échantillon  $(m_1, \dots, m_N)$  de la variable  $m$ , pour  $N \gg 1$ . Il s'agit de l'estimateur Monte-Carlo :

$$\tilde{F}_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F(m_i) \quad (4.10)$$

Cet estimateur est aujourd'hui utilisé dans de nombreux domaines de la sciences, allant du calcul intégral à l'imagerie numérique. La méthode Monte Carlo n'est donc pas uniquement destinée à la résolution d'un problème inverse, et peut servir à l'estimation numérique de quantités dont la formulation analytique n'existe pas. On peut par exemple estimer la valeur de  $\pi$  : on tire aléatoirement des coordonnées  $(x, y)$  dans  $[0, 1] \times [0, 1]$ , et le rapport du nombre de tirages appartenant au cercle de rayon 1 sur le nombre total de tirage converge vers la valeur  $\pi/4$ .

Dans le domaine de la planétologie, cette méthode est particulièrement utilisée pour modéliser les interactions complexes entre le rayonnement et les surfaces, dans les algorithmes dits de "lancer de rayon"

(*ray tracing*) qui reproduisent la réflectance des surfaces en calculant les trajets optiques de millions de rayons.

Nous allons ici présenter l'intérêt de la méthode Monte Carlo pour l'analyse de données dans le cadre de l'inversion bayésienne.

#### 4.2.3.2 Inversion bayésienne Monte-Carlo

Dans la formulation du problème inverse, l'estimateur Monte-Carlo va permettre d'estimer une densité de probabilité *a posteriori*  $\sigma_M(m)$  sur la variable aléatoire  $m$  connaissant la mesure  $d_{mes}$ , la densité de probabilité *a priori*  $\rho_M$  et le modèle direct  $F$ .

En général, on suppose une PDF *a priori*  $\rho_M(m)$  uniforme sur l'espace des possibles  $M$  des paramètres physiques  $m$  si on n'a pas d'information sur le paramètre en question. On construit la PDF *a posteriori* de manière itérative en sondant  $M$  de manière aléatoire (ou plutôt pseudo-aléatoire dans le cas des méthodes numériques), et en construisant une chaîne de solutions (chaîne de Markov) représentant  $\sigma_M(m)$ . Ce type d'inversion Monte-Carlo dit MCMC (Monte-Carlo à Chaîne de Markov) s'appuie sur le formalisme statistique bayésien.

**4.2.3.2.1 Formalisme bayésien** Le formalisme bayésien pour les inversions a été développé dans les années 1980 (Tarantola & Valette, 1982). Chaque grandeur est décrite par une densité de probabilité, et non plus par une simple valeur. On considère donc qu'une mesure  $d_{mes}$  est une réalisation aléatoire de la PDF à  $n$  dimensions  $\rho_D(d)$  sur un espace mesurable  $D$  (comme  $\mathbb{R}^n$  par exemple). On dispose de plus du modèle direct  $F$  (fonction de  $M$  dans  $D$ ) entre un jeu de paramètres  $m$  et une observable  $d$ . La combinaison de ces deux éléments constitue un modèle paramétrique d'observation noté :

$$d \sim \pi_D(d | m) \quad (4.11)$$

avec  $m \in M$  l'ensemble des paramètres  $m = (p_1, \dots, p_{N_p})$ . La notation  $(d | m)$  traduit la causalité du modèle paramétrique : la réalisation de  $d$  est conditionnée par le jeu de données  $m$ . On cherche à exploiter l'information apportée par  $d_{mes}$  sur  $m$ , pour construire une *inférence* sur  $m$  : l'information fournie par  $d_{mes}$  est contenue dans  $\pi_D(d_{mes} | m)$ , que l'on exprime plutôt sous la forme de la *vraisemblance*  $L(m | d_{mes}) = \pi_D(d_{mes} | m)$ . La formulation sous forme de vraisemblance traduit le fait que l'on mesure une fonction de  $m$ , où  $m$  est inconnu et dépend de la valeur observée  $d_{mes}$ .

On cherche à reconstruire  $m$  au vu de la réalisation aléatoire  $d_{mes}$ . C'est le théorème de Bayes qui formalise l'inversion des conditionnements dans les probabilités : pour deux événements  $A$  et  $B$  tels que  $\mathcal{P}(B) \neq 0$ , les probabilités  $\mathcal{P}(A | B)$  et  $\mathcal{P}(B | A)$  sont reliées par :

$$\mathcal{P}(A | B) = \frac{\mathcal{P}(A) \mathcal{P}(B | A)}{\mathcal{P}(B)} \quad (4.12)$$

Ceci permet d'inverser les densités de probabilité conditionnelles (Marin & Robert, 2007) : si on considère une variable aléatoire  $m$  de densité de probabilité  $\rho_M(m)$  et un modèle paramétrique  $\pi_D(d | m)$

conditionnant  $d$  à  $m$  sur  $M$ , alors l'application du théorème de Bayes donne :

$$\rho_M(m | d_{mes}) = \frac{\pi_D(d_{mes} | m) \rho_M(m)}{\int_M \pi_D(d_{mes} | x) \rho_M(x) dx} \quad (4.13)$$

Il s'agit de l'*inférence bayésienne*. Pour plus de clarté, on note  $\sigma_M(m) = \rho_M(m | d_{mes})$  la densité de probabilité *a posteriori* de  $m$  conditionnée par  $d_{mes}$ , on note  $L(m) = L(m | d_{mes})$  la vraisemblance de  $m$  pour une observation  $d_{mes}$  :

$$\sigma_M(m) = L(m) \rho_M(m) k \quad (4.14)$$

La constante de proportionnalité  $k = (\int_M L(x) \rho_M(x) dx)^{-1}$  est une constante de normalisation qui dépend de l'observation.

La fonction de vraisemblance  $L$  peut être interprétée comme un indicateur de confiance de la mesure  $d_{mes}$ . Par exemple, dans le cas d'une mesure  $d_{mes} = [d_1, \dots, d_n]$  dont les  $n$  observables sont indépendantes, et dont la mesure de chaque observable  $d_i$  est associée à un bruit gaussien d'écart type  $\sigma_i$ , et pour laquelle on dispose d'un modèle  $F$ , on a  $L(m) = \mathcal{G}(F(m) - d_{mes}, \bar{\bar{C}})$  (Tarantola & Valette, 1982; Mosegaard & Tarantola, 1995), soit explicitement :

$$L(m) = \exp \left( -\frac{1}{2} \times (F(m) - d_{mes})^T \bar{\bar{C}}^{-1} (F(m) - d_{mes}) \right) \quad (4.15)$$

avec  $\bar{\bar{C}}$  la matrice diagonale de diagonale  $(\sigma_1^2, \dots, \sigma_n^2)$ . Ce type de matrice diagonale sera utilisé dans la partie 7 correspondant aux inversions sur des données de laboratoire. Dans un cas plus général, mais toujours en considérant des erreurs gaussiennes,  $\bar{\bar{C}}$  désigne la matrice de covariance de l'observable  $\rho_D(d)$ , représentant les incertitudes *a priori* sur la mesure : c'est une matrice symétrique, mais pas forcément diagonale. Dans le cas de l'inversion de données martiennes, une étude numérique a permis d'estimer les effets d'un potentiel biais lié aux corrections atmosphériques, résultant à l'utilisation d'une matrice  $\bar{\bar{C}}$  non diagonale (voir partie IV).

**4.2.3.2.2 Méthodes MCMC** L'application des méthodes Monte Carlo au cadre bayésien date des années 1990 (Mosegaard & Tarantola, 1995). Dans ce cadre, on va donc chercher à déterminer  $\sigma_M$  à partir de  $d_{mes}$  par un procédé itératif : en tirant des jeux de paramètres  $m_i$  de manière à échantillonner la PDF  $\sigma_M$ .

Le processus itératif est initié par le choix arbitraire ou aléatoire d'un jeu de paramètres  $m_0$  dans  $M$ , auquel on applique  $F$ . On définit une fonction de qualité qui évalue pour chaque itération  $i$  du processus la qualité de la simulation  $d_{sim}(i) = F(m_i)$ . Cette fonction de qualité est la vraisemblance  $L$  définie au paragraphe précédent. À chaque itération, un jeu de paramètre  $m_i$  est sélectionné, selon une densité de probabilité arbitraire symétrique  $P(m_i | m_{i-1})$  centrée an  $m_{i-1}$ .  $P$  peut être uniforme sur  $M$ . On évalue ensuite  $L_i = L(F(m_i))$ . Deux issues sont alors possibles :

1. Si  $\frac{L_i}{L_{i-1}} > 1$ , cela signifie que  $m_i$  est plus probable que  $m_{i-1}$ . Le jeu de paramètre  $m_i$  est alors automatiquement accepté, et on passe à l'itération  $i + 1$ .



2. Si  $\frac{L_i}{L_{i-1}} < 1$ , alors  $m_i$  est moins probable que  $m_{i-1}$ . On accepte alors le jeu de paramètre  $m_i$  avec la probabilité  $\frac{L_i}{L_{i-1}}$ . Si le jeu est rejeté, on reste à l'itération  $i$ , et on recommence un nouveau calcul pour un jeu de paramètres  $m_i$  différent. Dans le cas contraire, on passe à l'itération suivante.

La suite  $(m_0, \dots, m_n)$  constitue la chaîne de Markov après  $n$  itérations. En se plaçant dans le formalisme bayésien, et en choisissant comme fonction de qualité la vraisemblance  $L(m)$  décrite équation 4.15, on estime la densité probabilité *a posteriori*  $\sigma_M$  de la variable aléatoire  $m$  (Tarantola & Valette, 1982; Mosegaard & Tarantola, 1995) donnée à l'équation 4.14. La distribution dans  $M$  des valeurs  $(m_C, \dots, m_n)$  de la chaîne de Markov représente donc  $\sigma_M$ , avec  $n_C$  le nombre d'itérations nécessaire à la convergence de la chaîne, c'est à dire à partir duquel l'ajout de nouvelle valeur ne modifie pas la distribution de ses valeurs.

Les méthodes de type Monte-Carlo connaissent un grand succès de par leur simplicité et leur facilité à implémenter numériquement. Il en existe aujourd'hui de nombreuses variantes, plus ou moins complexes. L'algorithme décrit précédemment est le plus connu et utilisé de nos jours. Il est appelé Metropolis-Hasting, du nom de ses inventeurs (Metropolis *et al.*, 1953; Hastings, 1970). Il s'agit d'une application directe du formalisme statistique bayésien aux tirages aléatoires. On parle ainsi souvent d'inversion bayésiennes pour décrire ce type de méthode Monte-Carlo à chaînes de Markov (ou MCMC, l'algorithme de Metropolis décrit ici en faisant partie) (Gilks, 2005) même si le formalisme bayésien n'implique par forcément une méthode itérative.

Les progrès considérables des capacités de calcul ont permis de démocratiser ces méthodes et de les rendre utilisables par l'ensemble de la communauté scientifique. Pour l'étude de Mars, elles sont aujourd'hui utilisées pour les études concernant la photométrie de surface (Fernando *et al.*, 2013). Elles restent cependant parmi les plus coûteuses en temps de calcul. Dans le cas d'un problème inverse nécessitant des calculs complexes pour le modèle direct  $F(m)$  et/ou un grand nombre de paramètres ( $m$  est une quantité qui peut être vectorielle, et a pour dimension le nombre de paramètres du modèle  $F$ ), ou dans les cas où un grand nombre d'inversions doivent être conduites, ces méthodes deviennent en pratique inutilisables.

### 4.3 Développement d'une méthode bayésienne d'inversion rapide

L'objectif de cette méthode d'inversion est de pouvoir combiner la rapidité des techniques de recherche des plus proches voisins (voir section 4.2.2) et l'exhaustivité ainsi que la détermination des incertitudes propres aux techniques bayésiennes (voir section 4.2.3). Cette méthode s'inscrit dans les techniques d'inversion physique, en comparant les données avec des bases spectrales de manière non-itérative, tout en s'appuyant sur un formalisme bayésien. Nous utiliserons une Look Up Table (LUT) qui pave l'espace des possibles physiques.

On considère donc la mesure comme une information *a priori*  $\rho_D(d)$  sur la donnée, dans l'espace des observables  $D$ . On suppose que  $\rho_D(d)$  est une densité de probabilité gaussienne à  $N$  dimensions  $\mathcal{G}(d_{mes}, \bar{\bar{C}})$ , de valeur moyenne  $d_{mes}$  et de matrice de covariance  $\bar{\bar{C}}$ .

L'état d'information *a priori* sur les paramètres  $m$  du modèle  $F$ , dans l'espace des paramètres  $M$  est indépendant de la donnée, et correspond à l'état d'information nulle  $\mu_D(d)$ . On considère donc une PDF

*a priori*  $\rho_M(m)$  uniforme pour chacun des paramètres dans leur domaine de définition  $M$ . La densité de probabilité *a posteriori* dans l'espace des paramètres du modèle  $\sigma_M(m)$ , est définie d'après l'équation 4.14 (Tarantola & Valette, 1982; Mosegaard & Tarantola, 1995) :

$$\sigma_M(m) = L(m)k \quad (4.16)$$

qui s'écrit explicitement comme :

$$\sigma_M(m) = k \cdot \exp \left( -\frac{1}{2} \times (F(m) - d_{mes})^T \bar{\bar{C}}^{-1} (F(m) - d_{mes}) \right) \quad (4.17)$$

La constante  $k$  est ensuite ajustée pour normaliser la PDF, et on estime la valeur moyenne du paramètre estimé comme :

$$\langle m \rangle = \int_M m \cdot \sigma_M(m) dm \quad (4.18)$$

L'écart type associé vaut :

$$\sigma_{\langle m \rangle} = \int_M (m - \bar{m})^2 \cdot \sigma_M(m) dm \quad (4.19)$$

**Look Up Table (LUT)** Dans le but d'accélérer la méthode d'inversion sans perdre l'avantage du formalisme bayésien, nous avons choisi de paver l'espace des paramètres  $M$  de manière suffisamment fine pour ne pas altérer sa variabilité. Les pas du maillage sont repérés par l'indice  $i$  et chaque valeur du vecteur des paramètres noté  $m_i$ . Nous calculons donc, grâce au modèle direct, la LUT constitué des  $F(m_i)$ .

On considère donc ici que le maillage de LUT est contenu dans un hypercube de dimension  $n_p$  dans l'espace des paramètres  $M$  (voir Figure 4.4). Pour un paramètre le paramètre  $p_j$  au point d'échantillonnage  $k$ , le pas d'échantillonnage est noté  $\partial p_j(k)$ .

**Vraisemblance** La vraisemblance pour chacun des éléments  $m_i$  de la LUT ainsi créée, supposant une erreur de mesure gaussienne, s'exprime comme :

$$L(i) = \exp \left( -\frac{1}{2} \times (F(m_i) - d_{mes})^T \bar{\bar{C}}^{-1} (F(m_i) - d_{mes}) \right) \quad (4.20)$$

**Solution de l'inversion** La PDF *a posteriori*, pour le paramètre  $m_i$  est décrite par :

$$\mathcal{P}\{m_i\} = \frac{L(m_i) dp(m_i)}{\sum_i L(m_i) dp(m_i)} \quad (4.21)$$

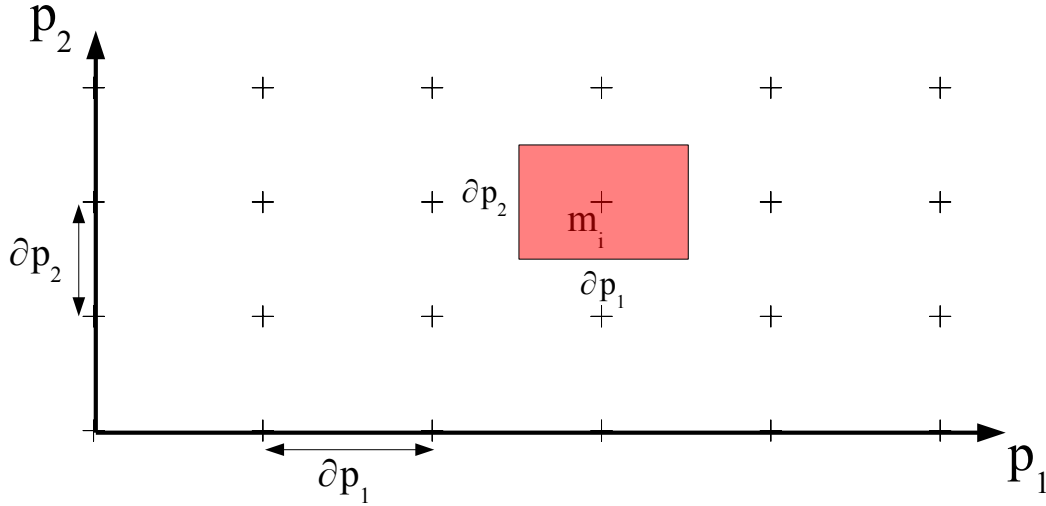


FIGURE 4.4 – Schéma simplifié du maillage d'une LUT dans un espace à deux dimensions. Dans ce cas, le maillage est contenu dans un carré, et deux paramètres,  $p_1$  et  $p_2$  varient. On note  $\partial p_1$  et  $\partial p_2$  les pas d'échantillonnage pour les paramètres  $p_1$  et  $p_2$ . L'élément différentiel dans l'espace des paramètres  $M$  associé au point d'échantillonnage  $m_i$  est représenté en rouge, et vaut  $dp(m_i) = \partial p_1(m_i) \partial p_2(m_i)$ .

où  $dp(m_i)$  désigne l'élément différentiel au point d'échantillonnage  $m_i$  de l'espace des paramètres  $M$  :  $dp(m_i) = \prod_j \partial p_j(m_i)$  (voir Figure 4.4). Pour un paramètre  $p_j$  donné, il existe  $n_j$  pas d'échantillonnage que l'on repère par la lettre  $k$ .

La PDF marginale *a posteriori* de la solution pour le paramètre  $p_j$  d'échantillon  $k$  est :

$$\mathcal{P}\{p_j(k)\} = \frac{L'(k)}{\sum_i L'(k) \partial p_j(k)} \quad (4.22)$$

avec  $\partial p_j(k)$  désignant l'élément différentiel selon le paramètre  $p_j$  en  $k$ , et

$$L'(k) = \sum_i L(m_i | p_j(k)) \prod_{l \neq j} \partial p_l(m_i | p_j(k)) \quad (4.23)$$

où  $(m_i | p_j(k))$  désigne le point d'indice  $i$  de l'ensemble des points du maillage de  $M$  pour lesquels la valeur du paramètre  $p_j$  vaut  $p_j(k)$  et  $\partial p_l(m_i | p_j(k))$  désigne l'élément différentiel selon le paramètre  $p_l$  en  $(m_i | p_j(k))$ . La meilleure solution est celle pour laquelle le paramètre  $p_j(i)$  a la plus grande probabilité. Sa PDF marginale peut être décrite par sa moyenne :

$$\langle p_j \rangle = \sum_k p_j(k) L'(k) \partial p_j(k) \quad (4.24)$$

et son écart type associé :

$$\sigma_{\langle p_j \rangle} = \sqrt{\sum_k (p_j(k) - \langle p_j \rangle)^2 L'(k) \partial p_j(k)} \quad (4.25)$$

Nous associons à la valeur moyenne des barres d'erreurs à  $2\sigma$ , et donc le résultat de l'inversion pour le paramètre  $p_j$  sera :

$$p_{jr} = \langle p_j \rangle \pm 2\sigma_{\langle p_j \rangle} \quad (4.26)$$

**Résolution numérique** La résolution numérique de cette méthode a l'avantage d'être réalisable en une unique opération matricielle. Pour cela, il faut d'abord remplacer  $F(m_i)$  dans l'équation 4.20 par l'ensemble de la LUT  $\overline{\overline{D_{sim}}}$ , agencé sous forme matricielle de la manière décrite en section 4.1.  $\overline{\overline{D_{sim}}}$  est donc pour rappel une matrice à  $N$  colonnes, avec  $N$  le nombre d'éléments de la LUT, ici le nombre total de simulations, et  $n$  lignes,  $n$  étant le nombre d'observables, ici le nombre de bandes spectrales. Il faut ensuite dupliquer les données à analyser  $d_{mes}$  à la dimension appropriée, pour former la matrice  $\overline{\overline{D_{mes}}}$ , de dimensions  $n \times N$ . On fait alors l'opération :

$$\overline{\overline{L}} = \exp \left( -\frac{1}{2} \times \left( \overline{\overline{D_{sim}}} - \overline{\overline{D_{mes}}} \right)^T \overline{\overline{C}}^{-1} \left( \overline{\overline{D_{sim}}} - \overline{\overline{D_{mes}}} \right) \right) \quad (4.27)$$

$\overline{\overline{L}}$  est alors une matrice de dimension  $N \times N$ , dont seuls les éléments diagonaux nous intéressent. La diagonale contient les vraisemblances  $L(i)$  (voir Eq. 4.20) de l'ensemble des simulations de la LUT.

En pratique on ne fait pas l'ensemble des calculs, pour éviter de perdre du temps inutilement : on commence par calculer la matrice  $\overline{\overline{C}}^{-1} \left( \overline{\overline{D_{sim}}} - \overline{\overline{D_{mes}}} \right)$ , puis on la multiplie terme à terme par  $\left( \overline{\overline{D_{sim}}} - \overline{\overline{D_{mes}}} \right)$ . En faisant la somme sur chaque ligne du résultat, on obtient le vecteur  $\vec{L}$  contenant l'ensemble des vraisemblances cherchées. Les opérations matricielles étant entièrement parallélisables, on peut implémenter l'algorithme d'inversion sous *Graphics Processing Unit* ou GPU (structure fabriquée pour effectuer de nombreux calculs en parallèle, à l'inverse du CPU), et ainsi gagner un temps de calcul considérable.

## 4.4 Conclusion

Nous avons développé une méthode destinée à l'analyse massive de données de spectro-imagerie. Elle s'inspire de différentes techniques d'inversion existantes, dont on combine certains aspects. C'est une technique s'appuyant en premier lieu sur une modélisation physique de la donnée à analyser. Nous avons privilégié cette approche par rapport aux méthodes de type GRSIR car elle permet une analyse plus fine des paramètres de surface et la détermination des incertitudes. De plus, les effets très non-linéaires du transfert radiatif (par exemple, un même effet peut avoir plusieurs causes différentes), mettent en difficulté les méthodes s'appuyant sur un apprentissage.

Cette méthode a pour avantage de permettre l'analyse de différents types de données par sa souplesse d'utilisation : il suffit de définir la métrique la plus adaptée à chaque type de donnée, en fonction des calibrations, traitements et incertitudes sur les données. C'est une méthode assimilée à une recherche des plus proches voisins, dans le sens où elle parcourt une LUT dans son ensemble pour trouver le meilleur modèle. Elle a cependant l'intérêt supplémentaire de reposer sur un formalisme bayésien, c'est à dire en particulier de formuler des solutions sous la forme de densités de probabilité. Ces PDF sont échantillonnées sur l'ensemble de la LUT, et permettent d'avoir, tout comme dans les méthodes MCMC, une information *a posteriori* sur la contrainte apportée sur la donnée par le processus d'inversion et donc une propagation des incertitudes.

En revanche, elle partage un des défauts de toute méthode s'appuyant sur une base spectrale de référence : les résultats obtenus dépendent de la qualité de la LUT. En effet, l'échantillonnage des bases de

données spectrales utilisées pour les inversions devront être choisis avec soin, un échantillonnage trop lâche impliquant un risque de ne pas échantillonner de solution satisfaisante, et un échantillonnage trop dense faisant exploser le temps de calcul.

On veillera donc à n'échantillonner que des valeurs réalistes, pour ne pas risquer d'avoir un espace des paramètres  $M$  trop vaste, et on pourra ajuster la taille des LUT par des tests sur un nombre réduit de mesures, avant l'application d'un grand nombre d'inversion. De cette manière on peut s'assurer que l'on ne dégrade pas la qualité des résultats, tout en optimisant la vitesse de calcul.

Le type de métrique utilisé pour l'inversion de jeux de données différents peut varier. Il sera précisé pour chaque inversion (voir parties 7 et IV). Différentes métriques ont été utilisées pour ce travail, de la norme  $L^2$  classique à des matrices non diagonales, impliquant des transformations plus complexes de l'espace. Nous avons choisi ces métriques car elles permettent de décrire de façon réaliste l'incertitude de mesure.

Un dernier avantage de cette méthode d'inversion est son caractère parallèle : une inversion dans son ensemble peut être réduite à une opération matricielle, et donc totalement parallélisable. Le programme a donc été implémenté sous GPU, pour rendre cette méthode particulièrement rapide.

## **Troisième partie**

# **Transfert radiatif dans les glaces compactes**



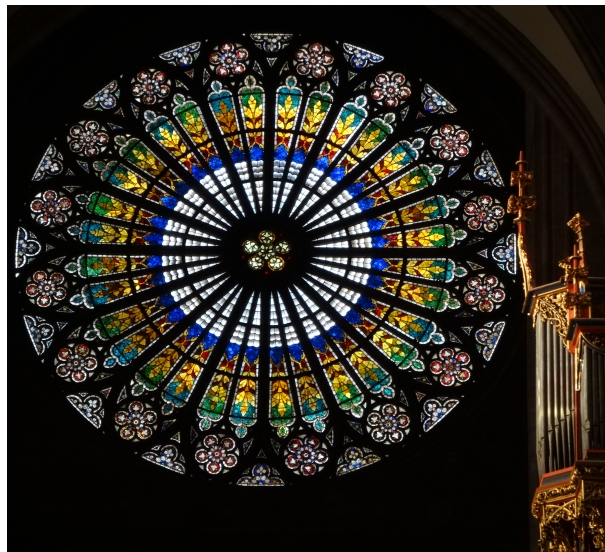


---

Cette partie contient les éléments théoriques, les détails de l'implémentation numérique, et la validation du modèle de transfert radiatif que j'ai développé pour simuler la réflectance dans les milieux compacts glacés.



## Modèle théorique



Une utilisation artistique des propriétés de transfert radiatif de différents composés : la rosace de la cathédrale de Strasbourg (Photo prise le 23/12/2013).

Un photon rencontrant une surface peut interagir de différentes façons avec celle-ci. Il peut être absorbé ou dévié (diffusé, diffracté, réfracté). L'objectif des modélisations du transfert radiatif est de quantifier ces interactions en utilisant une description de surface réaliste, et en tenant compte des interactions multiples avec des facettes irrégulières en surface, et dans un milieu dense comportant différents matériaux et impuretés. La résolution exacte des équations du transfert radiatif dans ces conditions est une tâche extrêmement complexe et longue.

L'objectif de ce modèle de transfert radiatif est de simuler ces interactions dans un cas simplifié, en utilisant cependant une description réaliste de la surface. Nous allons dans ce chapitre, après une brève description générale du contexte scientifique et des différentes hypothèses simplificatrices formulées, en détailler l'ensemble des composantes.

Ce chapitre présente en détail les aspects théoriques, les hypothèses fondamentales et les développements mathématiques nécessaires à l'élaboration d'un modèle rapide du transfert radiatif dans les glaces compactes, contaminées et surmontant un milieu granulaire optiquement épais.

## 5.1 Introduction au transfert radiatif

Le transfert radiatif est le domaine de la physique qui décrit les interactions entre rayonnement électromagnétique et matière, absorptions ou diffusions. On parle donc de transferts d'énergie du rayonnement vers la matière (qui peut être un gaz aussi bien qu'un solide ou un liquide), et inversement. Cette discipline, a pris naissance par la formalisation mathématique, en grande partie sous l'impulsion de S. Chandrasekhar (Chandrasekhar, 1960).

### 5.1.1 Equation du transfert radiatif

On cherche à décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu. Cette onde est définie par son intensité  $I_\lambda$  de longueur d'onde  $\lambda$  en un point donné  $(x, y, z)$  de l'espace contenu dans l'angle solide  $\Omega(\theta, \psi)$ , à l'instant  $t$ . On a donc une quantité qui dépend de 7 variables. En général, l'échelle de temps du transfert radiatif est beaucoup plus courte que l'échelle de temps considérée, et on considère donc le problème stationnaire, éliminant ainsi la variable de temps.

Pour décrire la propagation de cette onde en un point donné de l'espace, on fait un bilan d'énergie sur un élément d'espace, de surface  $d\sigma$  et de longueur  $dv$ . On définit la surface  $d\sigma$  dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement. On considère l'énergie par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde. Deux types d'interactions peuvent se produire dans cet élément : de l'énergie peut être absorbée ou émise.

On décrit la partie émise pour la longueur d'onde  $\lambda$  avec un coefficient d'émission massique  $j_\lambda$ , sous la forme  $j_\lambda dm d\Omega d\lambda$ , et la partie retirée au rayonnement par un coefficient d'extinction massique  $\kappa_\lambda$ , comme  $\kappa_\lambda I_\lambda dm d\Omega d\lambda$ , avec  $dm = \rho d\sigma dv$  décrivant un élément de masse,  $\rho$  étant la masse volumique

du matériau,  $d\sigma$  l'élément de surface traversée, dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation,  $dv$  l'élément de longueur traversée,  $d\Omega$  l'élément d'angle solide considéré et  $d\lambda$  l'élément fréquentiel considéré : le bilan d'énergie s'exprime donc comme :

$$I_\lambda(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t + \Delta t) d\sigma d\Omega d\lambda = I_\lambda(\vec{r}, t) d\sigma d\Omega d\lambda + (j_\lambda - \kappa_\lambda I_\lambda(\vec{r}, t)) \rho d\sigma dv d\Omega d\lambda \quad (5.1)$$

De plus, on a  $I_\lambda(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t + \Delta t) - I_\lambda(\vec{r}, t) = \frac{dI_\lambda}{dv} dv$ , et donc :

$$\frac{dI_\lambda}{dv} = -\rho \kappa_\lambda I_\lambda + \rho j_\lambda \quad (5.2)$$

On définit en général la fonction source  $\mathfrak{J}_\lambda = \frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda}$  pour écrire l'équation 5.2 sous la forme :

$$-\frac{dI_\lambda}{\rho \kappa_\lambda d\lambda} = I_\lambda - \mathfrak{J}_\lambda \quad (5.3)$$

C'est l'équation du transfert radiatif (Chandrasekhar, 1960). La description de fonctions sources  $\mathfrak{J}$  et d'extinction  $\kappa$  constitue l'un des deux grands aspects du transfert radiatif, le deuxième étant la résolution de cette équation dans des milieux complexes.

### 5.1.2 Spectroscopie en réflectance

Dans le cas de l'étude des surfaces par spectroscopie en réflectance ou imagerie hyperspectrale, on se focalise en général sur les longueurs d'onde dans le proche infra-rouge (entre  $0.8 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ ). Dans cet intervalle, les termes  $\mathfrak{J}$  et  $\kappa$  décrits au paragraphe précédent, et leurs variations avec  $\lambda$  dépendent fortement des propriétés, et notamment de la composition moléculaire du milieu de propagation du rayonnement électromagnétique.

En effet, comme on peut le voir Figure 3.4, un spectre en réflectance classique (ici mesuré par l'instrument CRISM) est marqué par de nombreuses *bandes d'absorption*. Ces bandes correspondent à des longueurs d'onde pour lesquelles le rayonnement est absorbé particulièrement efficacement par le milieu. Dans le proche infra-rouge, cette absorption est due à une transition vibrationnelle ou rotationnelle moléculaire : les modes de vibration dépendent des composants du milieu et de leur agencement, et donc le spectre résultant peut permettre de les identifier. Cet effet d'absorption doit être pris en compte dans le terme d'extinction  $\kappa$ .

Un autre effet important en spectroscopie en réflectance est la diffusion : le rayonnement est dévié par les composants d'un milieu. Cet effet de diffusion doit être pris en compte à la fois dans le terme source  $\mathfrak{J}$  et dans le terme d'extinction  $\kappa$  : pour un élément de volume donné, une partie du rayonnement sera déviée de la ligne de visée, ce qui doit être pris en compte dans le coefficient d'extinction, et une partie déviée par le milieu entre dans la ligne de visée et apparaît dans le terme source. Ces effets de diffusions sont particulièrement complexes à décrire dans le cas de milieux naturels, tels que les matériaux granulaires ou les suspensions d'aérosols, car la diffusion par une seule particule est souvent non triviale, si bien que décrire rigoureusement les interactions entre de multiples particules devient vite impossible. On a alors recours à des modélisations approchées.

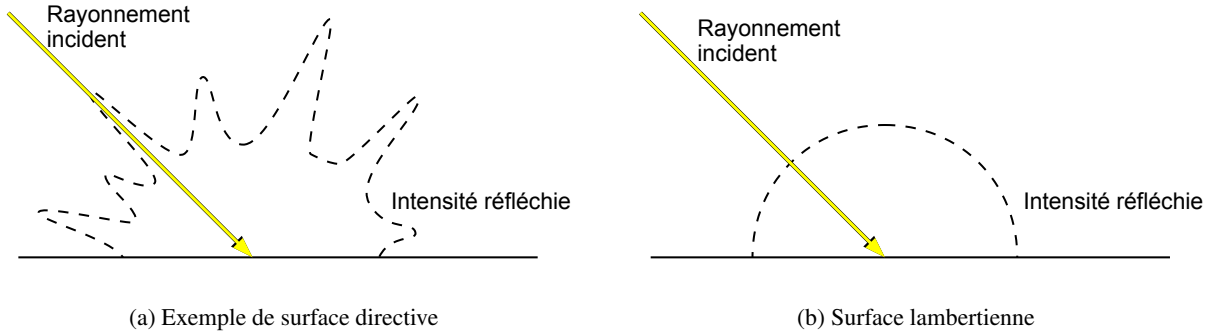


FIGURE 5.1 – Directivité d'un matériau. (a) Exemple de surface complexe : l'intensité du rayonnement réfléchi (en pointillés) dépend de la direction de laquelle on l'observe. (b) Surface lambertienne : l'intensité réfléchie (en pointillés) ne dépend pas de la direction de l'observateur. Il est à noter que la valeur réelle de la réflectance correspond à la valeur représentée ici multipliée par le cosinus de l'angle d'émergence.

Ces effets peuvent dépendre fortement de la géométrie d'observation : on parle de photométrie. Selon la nature de la surface, et notamment sa rugosité, on peut avoir des effets photométriques plus ou moins importants (Hapke, 2012; Fernando *et al.*, 2013), comme illustré Figure 5.1.

Il existe une autre source importante de rayonnement des surfaces : le rayonnement thermique. Selon la loi de Planck, un corps à l'équilibre thermodynamique à une température  $T$  émet à la longueur d'onde  $\lambda$  une luminance (en  $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$ ) :

$$I_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_b T}\right) - 1} \quad (5.4)$$

où  $h \simeq 6.63.10^{-34} \text{ J.s}^{-1}$  est la constante de Planck,  $c \simeq 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$  la vitesse de la lumière et  $k_b \simeq 1.38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$  la constante de Boltzmann. Dans le cas de l'étude des surfaces glacées de Mars, aux températures avoisinant les 150K, cette contribution est négligeable jusqu'à la longueur d'onde de  $5 \mu\text{m}$ , mais dans le cas général, elle doit être prise en compte (Jouglet *et al.*, 2007).

Les effets du transfert radiatif sont donc très visibles sur un spectre en réflectance. Or, ces effets sont caractérisés à la fois par la nature des milieux traversés et par leurs propriétés physiques. Il est donc clair que cette multitude d'informations va nous permettre, à partir d'un spectre en réflectance, d'en savoir plus sur les milieux traversés. Pour faire un lien quantitatif entre les caractéristiques des milieux rencontrés et le spectre mesuré, on utilise un modèle de transfert radiatif correspondant aux milieux que l'on cherche à décrire. Il faut ensuite choisir une méthode d'inversion permettant de retrouver ces caractéristiques à partir de la mesure.

## 5.2 Description générale du modèle

Dans la simulation du transfert radiatif, différentes hypothèses simplificatrices sont possibles, menant à différentes familles de modèles. La première est de considérer que les interactions entre le rayonnement



et la matière peuvent être décrites dans la cadre de l'optique géométrique. Cela signifie que la longueur d'onde lumineuse est largement inférieure à la taille caractéristique des interfaces des objets considérés. En d'autres termes, cela implique que le plus petit objet considéré doit être plus grand que la longueur d'onde considérée.

Dans le cas de la spectroscopie des surfaces planétaires, le domaine de longueurs d'onde étudié est le plus souvent le proche infra-rouge, soit des longueurs d'ondes comprises entre  $1\text{ }\mu\text{m}$  et  $5\text{ }\mu\text{m}$  (Bibring *et al.*, 2004; Murchie *et al.*, 2007). Les plus petits objets considérés sont les grains constituant le régolite, et pouvant contaminer la couche de glace. Nous devons ici émettre l'hypothèse qu'ils sont d'un diamètre supérieur à  $10\text{ }\mu\text{m}$ . En se plaçant dans le cadre de l'optique géométrique, il n'est pas possible de modéliser une surface contenant des grains de taille inférieure à cette limite. Cette hypothèse est en général justifiée dans l'étude des surfaces planétaires (Gundlach & Blum, 2013).

Le niveau de simplification d'un modèle dépend aussi des applications pour lesquelles il est conçu. Les algorithmes de tracé de rayon permettent de modéliser toute la complexité des interactions entre les photons et la matière, et permettent ainsi une modélisation très fine de la réflectance de surface (Grynko & Shkuratov, 2003; Chang *et al.*, 2005; Shkuratov & Grynko, 2005; Pilorget *et al.*, 2013; Ben *et al.*, 2014). En revanche, cette précision se fait au prix d'un temps de calcul très long. En effet, ces modèles calculent les trajets optiques de millions, voire de milliards de rayons pour reconstituer la réflectance de la surface. Dans notre cas, nous voulons analyser massivement des données planétaires, et donc nous avons besoin d'un modèle particulièrement rapide. Cette famille de modèles, bien que souvent numériquement exacts, ne peut donc pas faire l'affaire.

Nous avons besoin d'une formulation analytique, ou semi-analytique de la solution. Nous devons par conséquent formuler d'autres hypothèses afin de simplifier encore le problème. La première étape est de considérer que les propriétés radiatives du milieu dans lequel se propage le rayonnement peuvent être décrites de manière statistique. Nous considérons donc que des propriétés moyennes locales d'absorption et de diffusion suffisent à caractériser entièrement un milieu (Kubelka, 1948; Hapke, 1981; Shkuratov *et al.*, 1999). On suppose donc que le milieu en question est homogène à l'échelle mésoscopique. Une autre hypothèse classique faite dans ce type de milieux est l'hypothèse dite "des deux flux" (*two-stream approximation* en anglais) (Kubelka, 1948; Hapke, 1981; Kylling *et al.*, 1995; Vargas & Niklasson, 1997; Vargas, 1999). Cela consiste à considérer que le rayonnement ne se propage que dans deux directions (vers le haut ou vers le bas). Pour décrire la réflectance d'une surface, il faut aussi décrire de manière réaliste l'interface délimitant la surface. Celle-ci a une influence importante sur la quantité d'énergie radiative transmise au système, et celle directement réfléchie vers l'extérieur. Cette interface peut elle aussi être décrite de manière statistique, tout en restant réaliste, en utilisant seulement un ou quelques paramètres, comme la pente moyenne (Hapke, 1984; van Ginneken *et al.*, 1998; Shkuratov *et al.*, 1999). Quand les propriétés du milieu optiquement épais peuvent être considérées comme homogènes et semi-infini, il existe des solutions au problème du transfert radiatif à la fois numériquement exactes, et efficace en temps de calcul (Mishchenko *et al.*, 2015).

Souvent, un milieu réel ne peut pas être considéré comme homogène. En revanche, il peut dans de nombreux cas être considéré comme homogène par morceaux. Cela signifie qu'il peut être décrit comme un milieu stratifié, constitué de strates homogènes. Cette hypothèse est aux fondements d'une famille

de modèles de transfert radiatif dits à “ordonnée discrète” (*discrete-ordinate* en anglais), tels que le très célèbre DISORT (Stamnes *et al.* , 1988; Lin *et al.* , 2015), très utilisés en sciences atmosphériques notamment. Ces modèles calculent la réflectance d’un milieu en considérant la contribution de chaque couche séparément et en ajoutant les contributions itérativement en utilisant des formules d’*adding-coupling* (voire l’illustration Figure 5.2 pour la méthode d’adding coupling). Notre objectif est d’utiliser et de combiner certaines de ces méthodes pour parvenir à formuler un modèle numériquement efficace.

On se propose donc d’exprimer la réflectance bidirectionnelle d’une lame de glace quasi-pure d’épaisseur  $L$ , contenant des inclusions quasi-sphériques, surmontant un milieu granulaire semi-infini comme représenté figure 5.3. Nous supposons que les inclusions sont réparties de manière homogène au sein de la lame. Le substrat granulaire est lui aussi considéré homogène. Il existe des modèles (Jin *et al.* , 2006; Yudovsky & Pilon, 2009) considérant ce type d’hypothèses, notamment pour l’océan, mais ils négligent l’interface inférieure, ou considèrent qu’elle ne représente pas un changement d’indice optique réel. C’est une hypothèse irréaliste dans le cas des glaces.

Nous avons choisi de décrire l’interface supérieure de cette lame de glace à l’aide d’un unique paramètre  $\bar{\theta}$ , représentant la pente moyenne. Ce paramètre suffit à caractériser entièrement la densité de probabilité de répartition des pentes à la surface, dans le formalisme proposé par B. Hapke (Hapke, 1984). Cette description a le mérite d’être simple et néanmoins réaliste, et elle est largement utilisée dans la littérature. L’ensemble est soumis au rayonnement solaire incident, c’est à dire à un rayonnement quasi-collimaté. On suppose que le premier transit au travers de la lame est anisotrope (collimaté), et qu’il y a isotropisation du rayonnement dans la lame de glace à partir de la deuxième interface rugueuse rencontrée. La contribution des transits suivants sera calculée en utilisant la méthode des deux flux.

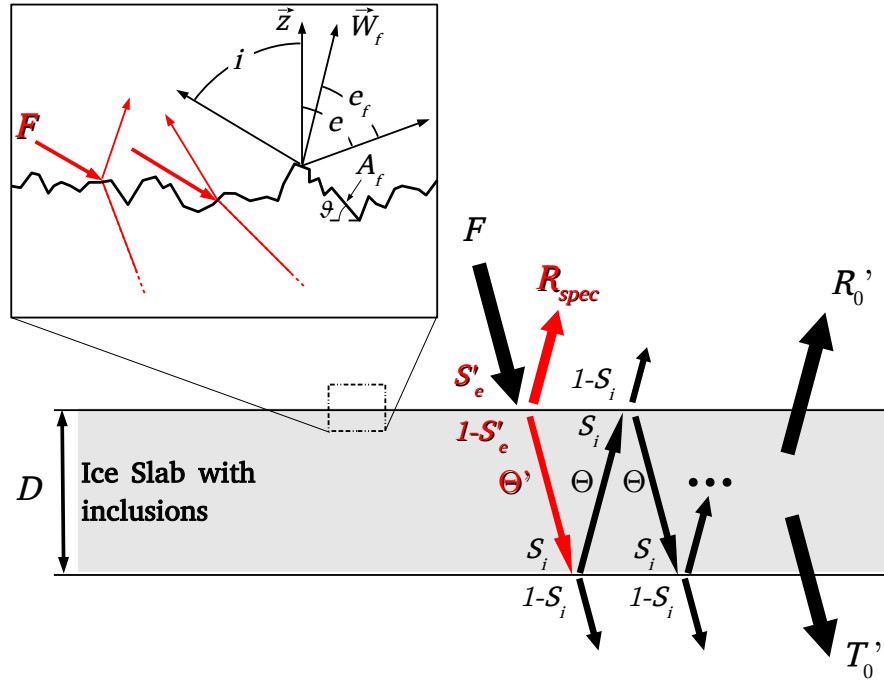
On décompose la réflectance  $R$  de la surface en deux contributions distinctes : spéculaire et diffuse. La réflectance totale de la surface et mesurée par le détecteur (BRDF) s’écrit comme :

$$R_{tot} = R_{spec} + R_{Diff} \quad (5.5)$$

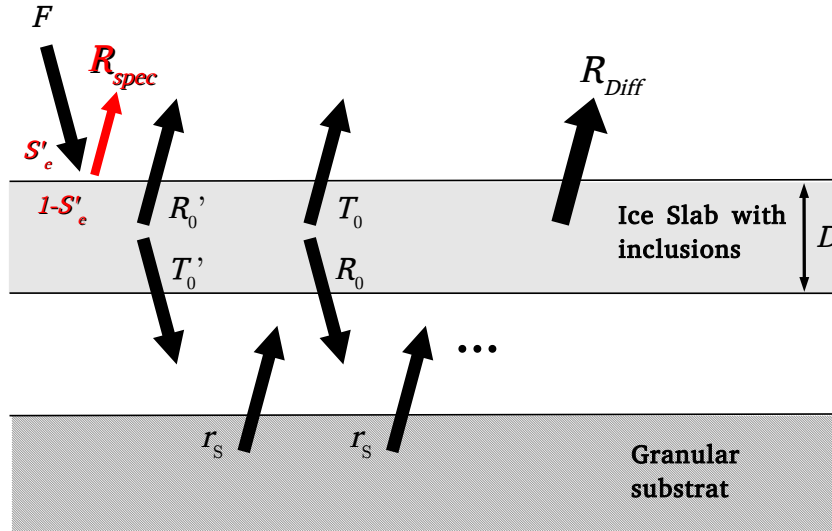
où  $R_{spec}$  est déterminée par l’équation Eq. 5.25 et  $R_{Diff}$  par l’équation Eq. 5.66, décrites ci-après.

La réflectance spéculaire  $R_{spec}$  des surfaces rugueuses a été largement étudiée (voir par exemple Cox & Munk, 1954; Muhleman, 1964; Saunders, 1967; Hapke, 1984; van Ginneken *et al.* , 1998 et les références citées dans ces études). Nous utilisons une méthode similaire à celles décrites dans ces études pour décrire la réflectance spéculaire. Celle-ci consiste à considérer que la surface est constituée d’une multitude de facettes non résolues. Ces facettes sont orientées aléatoirement, en respectant une certaine densité de probabilité. La contribution spéculaire résulte de l’intégration des réflexions spéculaires sur les différentes facettes, dans les angles solides considérés (*i.e.* ceux de la source et du détecteur), comme illustré figure 5.2a.

La réflexion diffuse  $R_{Diff}$  est estimée en plusieurs étapes. La première est d’estimer le coefficient de réflexion total à la première interface rugueuse. Ce coefficient détermine la quantité d’énergie entrant dans le système. Il est obtenu en intégrant l’ensemble des contributions spéculaires dans toutes les directions à une incidence donnée. Le premier transit dans la lame de glace est considéré collimaté. A la deuxième



(a)



(b)

FIGURE 5.2 – Illustration du transfert radiatif dans une lame de glace rugueuse, issue de Andrieu *et al.* (2015b). (a) Transfert radiatif pour la lame de glace seule. Les trajets anisotropes sont indiqués en rouge, et marqués d'un prime. En haut à gauche : illustration des réflexions et transmissions à la première interface, utilisée dans le calcul des variables  $S'_e$ ,  $\overline{1-S'_e}$  et  $\Theta'$ . (b) Illustration de l'*adding coupling*. Le substrat granulaire et la lame de glace sont artificiellement séparés par souci de clarté dans la représentation du couplage.

interface (substrat), on considère une isotropisation du rayonnement. Les transits suivants sont considérés isotropes. Les coefficients de transmission et de réflexion de la lame de glace sont ensuite obtenus en utilisant une estimation analytique des coefficients de Fresnel (Chandrasekhar, 1960; Douté & Schmitt, 1998), et une approche statistique simple. La contribution diffuse du substrat granulaire semi-infini est estimée en utilisant le modèle de Hapke (Hapke, 2012). Finalement, la contribution diffuse totale est calculée en utilisant des formules d'*adding-coupling* (figure 5.2b). Pour résumer, les hypothèses majeures que nous ferons sont : (i) les conditions de l'optique géométrique sont respectées, (ii) les matériaux sont homogènes par morceaux, (iii) les inclusions sont quasi-sphériques et homogènement réparties dans la matrice, et (iiii) nous utilisons l'approximation des deux flux.

### 5.3 Rugosité de surface - distribution des facettes

La prise en compte de la rugosité consiste à considérer que la surface observée est composée d'une multitude de facettes non résolues (voir figure 5.3), dont les orientations respectent une certaine densité de probabilité  $a(\vartheta, \zeta)$ , où  $\vartheta$  est l'angle zénithal entre la normale à une facette et la verticale et  $\zeta$  l'angle azimutal. On détermine la composante spéculaire en intégrant dans la géométrie considérée les contributions de l'ensemble des facettes. Le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  doit nous permettre de caractériser la densité de probabilité d'orientation des facettes  $a(\vartheta, \zeta)$ . B. Hapke (Hapke, 2012 Eq. 12.3, 12.5), en supposant  $a$  uniforme selon  $\zeta$ , l'a exprimée sous la forme :

$$a(\vartheta) = \frac{2}{\pi \tan^2 \bar{\theta}} \exp\left(-\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \bar{\theta}}\right) \sec^2 \vartheta \sin \vartheta \quad (5.6)$$

où

$$\tan \bar{\theta} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(\vartheta) \tan \vartheta \, d\vartheta \quad (5.7)$$

L'angle  $\bar{\theta}$  caractérise donc entièrement la distribution des orientations des facettes non résolues à la surface.

#### Conditions spéculaires pour une facette

Pour qu'une facette  $A_f$  soit dans les conditions spéculaires, il faut d'abord que  $\cos i_f = \cos e_f$ , soit en faisant le produit scalaire  $\langle \vec{I} | \vec{W} \rangle = \cos i_f$  :

$$\cos i \cos \vartheta_{spec} + \sin i \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} = \cos e \cos \vartheta_{spec} + \sin e \sin \vartheta_{spec} \cos(\zeta_{spec} - \psi) \quad (5.8)$$

Ce qui mène en divisant par  $\cos \vartheta_{spec}$  pour  $\vartheta_{spec} \neq \frac{\pi}{2}$  à

$$\tan \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} (\sin i - \sin e \cos \psi - \sin e \sin \psi \tan \zeta_{spec}) = \cos i - \cos e \quad (5.9)$$

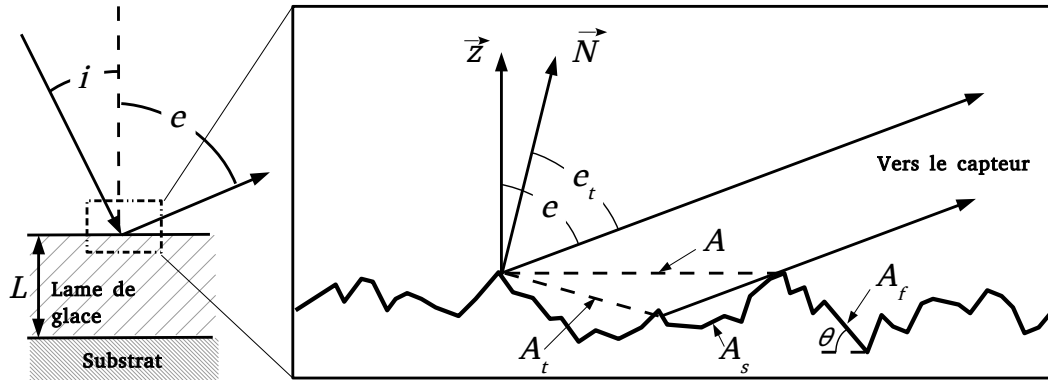


FIGURE 5.3 – À gauche : schéma de la lame de glace d'épaisseur  $L$  surmontant le substrat semi-infini. La rugosité n'est pas résolue pour l'observateur. À droite : zoom sur le rectangle en pointillé représentant la surface réelle, constituée d'une multitude de facettes non résolues  $A_f$  d'orientations différentes, la surface nominale  $A$  interceptée par le détecteur et la surface effective  $A_t$  vue par l'observateur.  $\vec{z}$  représente la verticale moyenne, et  $\vec{N}$  la normale à la surface effective tiltée  $A_t$ . Il est à noter que la facette  $A_s$  n'est pas visible par le détecteur. (Hapke, 2012)

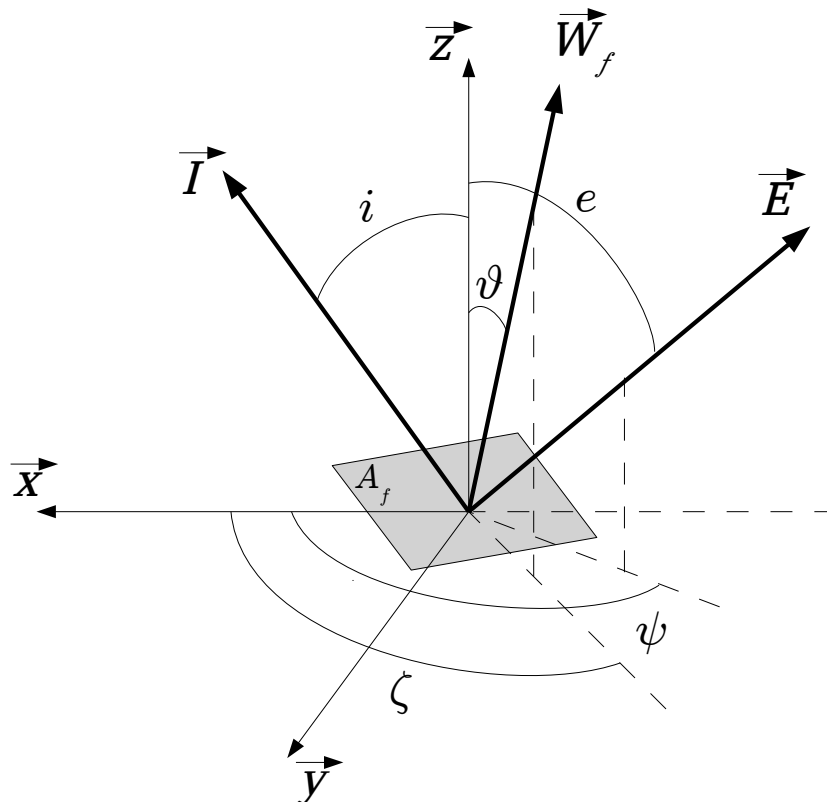


FIGURE 5.4 – Illustration des repères et vecteurs en jeu :  $\vec{I}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{W}_f$  correspondent respectivement aux rayonnements incident, émergent, et la normale à la facette.  $i$ ,  $e$  et  $\psi$  correspondent donc respectivement aux angles d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ;  $\vartheta$  et  $\zeta$  sont l'angle zénithal et l'angle azimutal entre la normale  $\vec{W}$  à une facette  $A_f$  et la verticale  $\vec{z}$  du repère du pixel.

Il faut de plus que les vecteurs  $\vec{I}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{W}_f$  correspondant respectivement aux rayonnements incident, émergent, et la normale à la facette (voir figure 5.4) soient dans le même plan, soit :

$$\vec{E} = -\vec{I} + 2\langle \vec{I} | \vec{W}_f \rangle \cdot \vec{W}_f \quad (5.10)$$

avec, dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  :

$$\begin{array}{c|c|c} \vec{W}_f & \begin{array}{c} \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} \\ \sin \vartheta_{spec} \sin \zeta_{spec} \\ \cos \vartheta_{spec} \end{array} & \begin{array}{c} \vec{I} \\ \vec{E} \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \sin i \\ 0 \\ \cos i \end{array} \\ \begin{array}{c} x_e = \sin e \cos \psi \\ y_e = \sin e \sin \psi \\ z_e = \cos e \end{array} \end{array}$$

On obtient donc en projetant sur les axes  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  et  $\vec{z}$ , le système de trois équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} x_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} + \cos \vartheta_{spec} \cos i) \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} - \sin i & (*) \\ y_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} + \cos \vartheta_{spec} \cos i) \sin \vartheta_{spec} \sin \zeta_{spec} & (**) \\ z_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} + \cos \vartheta_{spec} \cos i) \cos \vartheta_{spec} - \cos i & (***) \end{cases} \quad (5.11)$$

avec  $x_e = \sin e \cos \psi$ ,  $y_e = \sin e \sin \psi$  et  $z_e = \cos e$  les coordonnées du vecteur émergent dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . D'où, en utilisant (\*\*\*) dans (5.11) et en injectant dans (\*) et (\*\*), on obtient :

$$\begin{cases} \sin e \cos \psi = (\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{spec} \cos \zeta_{spec} - \sin i & (*) \\ \sin e \sin \psi = (\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{spec} \sin \zeta_{spec} & (**) \end{cases} \quad (5.12)$$

En effectuant la combinaison  $(*) \leftarrow (*)^2 + (**)^2$  dans (5.12), on obtient alors

$$\begin{cases} (\cos i + \cos e)^2 \tan^2 \vartheta_{spec} (\cos^2 \zeta_{spec} + \sin^2 \zeta_{spec}) = \sin^2 e \sin^2 \psi + (\sin e \cos \psi + \sin i)^2 & (*) \\ \sin e \sin \psi = (\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{spec} \sin \zeta_{spec} & (**) \end{cases} \quad (5.13)$$

qui devient

$$\begin{cases} \tan^2 \vartheta_{spec} = \frac{\sin^2 i + \sin^2 e + 2 \sin i \sin e \cos \psi}{(\cos i + \cos e)^2} \\ \sin e \sin \psi = (\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{spec} \sin \zeta_{spec} \end{cases} \quad (5.14)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \tan^2 \vartheta_{spec} = \frac{\sin^2 i + \sin^2 e + 2 \sin i \sin e \cos \psi}{(\cos i + \cos e)^2} \\ \sin \zeta_{spec} = \frac{\sin e \sin \psi}{\sqrt{\sin^2 i + \sin^2 e + 2 \sin i \sin e \cos \psi}} \end{cases} \quad (5.15)$$

En ré-utilisant (\*\*\*) dans (5.11), on obtient alors

$$\begin{cases} \tan^2 \vartheta_{spec} = \frac{\sin^2 i + \sin^2 e + 2 \sin i \sin e \cos \psi}{(\cos i + \cos e)^2} \\ \cos \zeta_{spec} = \frac{1}{\sin i \tan \vartheta_{spec}} \left( \frac{\cos i + \cos e}{2} (1 + \tan^2 \vartheta_{spec}) - \cos i \right) \\ \sin \zeta_{spec} = \frac{\sin e \sin \psi}{(\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{spec}} \end{cases} \quad (5.16)$$

## 5.4 Réflectance spéculaire

On considère un pixel de surface  $A$  formé de  $N$  facettes de même aire  $A_f$ , orientées selon la densité de probabilité  $a(\vartheta, \zeta)$  décrite précédemment, avec  $N \gg 1$ . Au sein de ce pixel, le nombre de facettes satisfaisant les conditions de réflexion spéculaire définies par le système d'équation 5.16 sera  $\iint_{\mathcal{H}_\mathcal{C}} N a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) d(\vartheta, \zeta)$ , où  $\mathcal{H}_\mathcal{C}$  est l'ensemble des valeurs  $(\vartheta, \zeta)$  satisfaisant 5.16 à l'intérieur du domaine de variation des géométries d'observation. En effet, un pixel est défini par une certaine gamme de variation du vecteur émergence. On définit  $\chi_c$  comme étant la largeur totale des variations d'émergence au sein d'un pixel. Pour une incidence  $i$ , l'orientation satisfaisant les conditions de réflexion spéculaire est  $(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec})$ . L'ensemble des orientations satisfaisant 5.16 dans un pixel sera donc centré sur  $(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec})$  et de taille  $\delta(\vartheta, \zeta)$ . Les variations d'angles d'émergence et d'azimut à l'intérieur d'un pixel étant connues,  $\delta(\vartheta, \zeta)$  est déterminé en utilisant la fonction  $g_i : \begin{pmatrix} e \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(e, \psi) = \vartheta \\ g_2(e, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$  qui transforme  $(e, \psi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ , pour l'incidence  $i$ .

Cependant, toutes les facettes satisfaisant 5.16 ne renverront pas de la lumière vers le capteur. En effet, la rugosité de surface introduit un ombrage de la scène. Certaines facettes ne reçoivent pas de lumière (elle sont à l'ombre), d'autres ne sont pas vues par le capteur (elles sont masquées), et certaines sont à la fois à l'ombre et masquées. Un facteur d'ombrage/masquage  $S'$  doit donc être défini. Posons  $N_{spec}$  le nombre de facettes satisfaisant à la fois 5.16 et les condition d'éclairement/visibilité :

$$N_{spec} = \iint_{\mathcal{H}_\mathcal{C}} N a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) d(\vartheta, \zeta) \quad (5.17)$$

avec  $S'(i, e, \psi, \bar{\theta})$  un facteur d'ombrage/masquage dépendant de la géométrie d'observation et du paramètre de rugosité de la surface (Hapke, 1984). Chacune de ces  $N_{spec}$  facettes reçoit une puissance incidente  $P_i$  et renvoie une puissance réfléchie  $P_r$  :

$$P_i = F A_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) \quad (5.18)$$

$$P_r = P_i r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) \quad (5.19)$$

$F$  étant le flux de puissance incident (e.g. : le flux solaire) dans la direction du rayonnement,  $A_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right)$  la projection de la facette dans le plan orthogonal au rayonnement incident, et  $r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right)$  le coefficient de réflexion de Fresnel en énergie à l'angle de phase  $\alpha'$ . Le coefficient de réflexion de Fresnel  $r_f$  en énergie est (voir section 5.5.3) :

$$r_f = R_\perp^2(\alpha) + R_\parallel^2(\alpha) \quad (5.20)$$

Comme  $\alpha'$  ne dépend pas de l'orientation des facettes, toutes ces réflexions spéculaires vont résulter en



une puissance réfléchie  $P_{spec} = N_{spec}P_r$ , soit :

$$P_{spec}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_\ell} NFA_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) d(\vartheta, \zeta) \quad (5.21)$$

Le facteur de réflectance  $R$  est défini comme étant le ratio entre la réflectance bidirectionnelle  $r$  de la surface sur celle  $r_L$  d'une surface parfaitement lambertienne, donc  $R = \pi \frac{r}{\cos i}$ . La réflectance bidirectionnelle  $r$  est elle même définie comme le ratio entre la luminance  $L$  de la surface sur la puissance collimatée incidente, perpendiculairement à la direction incidente. On a donc  $r = \frac{L}{F}$ , avec  $L = \frac{P}{\Omega_c A \cos e}$ ,  $A$  étant la surface éclairée et  $\Omega_c$  l'angle solide sous-tendu par un pixel. Finalement,  $R_{spec} = \pi \frac{r_{spec}}{\cos i} = \pi \frac{L_{spec}}{F \cos i} = \pi \frac{P_{spec}}{\Omega_c A F \cos i \cos e}$ , donc :

$$R_{spec}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_\ell} \pi \frac{NA_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right)}{\Omega_c A \cos i \cos e} S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) d(\vartheta, \zeta) \quad (5.22)$$

$A$  est la somme des projections horizontales de toutes les facettes :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N A_f \cos \vartheta_i &= A \\ \Leftrightarrow NA_f \sum_{i=1}^N \frac{\cos \vartheta_i}{N} &= A \\ \Leftrightarrow \frac{NA_f}{A} &= \frac{1}{\langle \cos \vartheta \rangle} \end{aligned}$$

Or,  $\langle \cos \vartheta \rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\pi \tan^2 \bar{\theta}}}$  (Hapke (2012) p. 332) et donc  $A = \frac{NA_f}{\sqrt{1+\pi \tan^2 \bar{\theta}}}$ . Le terme  $\frac{1}{\sqrt{1+\pi \tan^2 \bar{\theta}}}$  est déjà inclus dans la fonction d'ombrage/masquage  $S(i, e, \psi, \bar{\theta})$  décrite par B. Hapke (Hapke, 1984). On peut donc simplifier Eq.5.22 en

$$R_{spec}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_\ell} \pi \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right)}{\Omega_c \cos i \cos e} S(i, e, \psi, \bar{\theta}) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) d(\vartheta, \zeta) \quad (5.23)$$

$d(\vartheta, \zeta)$  est déterminé par intégration selon les angles  $e$  et  $\psi$ . Il y a une bijection entre  $\Omega_c$  et  $\mathcal{H}_\ell$  car 5.16 admet une unique solution pour tout couple  $(e, \psi)$ . En considérant que l'angle d'incidence  $i$  est constant, on peut rigoureusement exprimer  $R_{spec}^i$  comme :

$$R_{spec}^i(i, e, \psi) = \frac{\pi}{\Omega_C} \iint_{\Omega_C} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right)}{\cos i \cos e} S(i, e, \psi, \bar{\theta}) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) |\det J_{g_i}(e, \psi)| de d\psi \quad (5.24)$$

$|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  est le Jacobien de la fonction  $g_i$ . Cette expression 5.24 considère une incidence  $i$  constante. En réalité, la source de lumière n'est jamais parfaitement collimatée : l'incidence varie à l'intérieur d'un angle solide (e.g. : le disque solaire). Posons  $\Omega_S$  l'angle solide apparent de la source. La contribution spéculaire totale à l'intérieur d'un pixel sera donc :

$$R_{spec}(i, e, \psi) = \frac{1}{\Omega_S} \iint_{\Omega_S} R_{spec}^i(i, e, \psi) |\det J_{g_i}(i, \psi)| \sin i di d\psi \quad (5.25)$$

où  $|\det J_{\mathbf{g}_e}(i, \psi)|$  est le Jacobien de la fonction  $\mathbf{g}_e : \begin{pmatrix} i \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \mathbf{g}_1(i, \psi) = \vartheta \\ \mathbf{g}_2(i, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$  qui transforme  $(i, \psi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ , pour un vecteur émergence fixé.

Les termes  $|\det J_{\mathbf{g}_i}(e, \psi)|$  et  $|\det J_{\mathbf{g}_e}(i, \psi)|$  ont des expressions analytiques, qui sont déterminées en utilisant les règles classiques de changements de variables (voir section 10.8.4).

## 5.5 Réflectance diffuse

Nous considérons dans ce chapitre une surface constituée de deux couches : une lame de glace contaminée reposant sur un substrat granulaire semi-infini. Le rayonnement collimaté provenant de la source (lampe, Soleil...) est transmis à la lame de glace avec un coefficient de réflexion externe  $S'_e$  (le prime représente ici l'anisotropie). On suppose une isotropisation à la seconde interface, c'est à dire lorsque le rayonnement atteint le substrat granulaire semi-infini. La lame de glace est modélisée comme étant une matrice compacte, isotrope et homogène. Elle contient des inclusions qui sont quasi-sphériques et d'un constituant différent de celui de la matrice. Les inclusions sont les contributeurs majeurs de la diffusion du rayonnement au sein de la couche. Elles sont réparties de manière homogène dans la matrice. La détermination des coefficients de Fresnel aux interfaces matrice/inclusion ou inclusion/matrice est un élément clé dans le calcul des facteurs de réflexion et de transmission de la couche. Nous définissons respectivement un coefficient de réflexion interne et externe  $S_{ik}$  et  $S_{ek}$  pour chaque type  $k$  d'inclusion.

Dans ce chapitre, nous décrivons le transfert radiatif dans la surface. Nous caractériserons d'abord la transmission de l'énergie à la lame de glace. Par conservation de l'énergie, il est équivalent de calculer la puissance totale réfléchie. Ceci revient à calculer, pour une incidence donnée, le coefficient de réflexion externe (voir section 5.5.1). Nous décrivons ensuite la diffusion de la lumière par les inclusions pendant son transit à travers la couche. Ceci requiert le calcul des coefficients de réflexion interne et externe de ces inclusions (voir section 5.5.2). Une fois les propriétés de base des inclusions connues, on peut considérer les flux d'énergie au sein de la matrice contenant des inclusions dans son ensemble (voir section 5.5.4). La résolution de ce problème de transfert radiatif au sein de la couche avec des interfaces supérieure et inférieure permet de donner les facteurs de réflexion et de transmission globaux de la lame de glace (voir section 5.5.5). Enfin les interactions radiatives entre la lame de glace et le substrat granulaire doivent être considérées pour aboutir au résultat final (voir section 5.5.6).

### 5.5.1 Coefficients de réflexion de la lame de glace

#### 5.5.1.1 Cas anisotrope

On note  $S'_e$  le coefficient de réflexion dans le cas collimaté (interface atmosphère/matrice). Il correspond au rapport entre la puissance incidente et la puissance réfléchie totale, dans toutes les directions  $P_r^{tot}$ . Cette

puissance réfléchie peut être estimée en intégrant les contributions spéculaires dans toutes les directions émergentes, à l'angle d'incidence donné  $i$ .

$$S'_e = \frac{\iint_{2\pi} dP_{spec}}{AF \cos i} \quad (5.26)$$

$dP_{spec}$  étant la contribution spéculaire à une géométrie donnée. En utilisant 5.21, l'expression de  $S'_e$  devient

$$S'_e = \iint_{\mathcal{H}} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S(i, e, \psi, \bar{\theta})}{\cos i} d(\vartheta, \zeta) \quad (5.27)$$

où  $\mathcal{H}$  est l'ensemble des valeurs prises par  $\vartheta$  et  $\zeta$  pendant l'intégration. Exactement comme en section 5.4,  $d(\vartheta, \zeta)$  est déterminé par intégration selon les angles  $e$  et  $\psi$ . Il y a à présent bijection entre  $\mathcal{B}$  et  $\mathcal{H}$ ,  $\mathcal{B}$  étant l'hémisphère supérieur, soit le domaine de variation de  $e$  et  $\psi$ . En considérant que l'angle d'incidence  $i$  est constant, on peut exprimer  $S'_e$  comme :

$$S'_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S(i, e, \psi, \bar{\theta})}{\cos i} |\det J_{g_i}(e, \psi)| de d\psi \quad (5.28)$$

où  $|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  est le Jacobien de la fonction  $g_i : \begin{pmatrix} e \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(e, \psi) = \vartheta \\ g_2(e, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$  qui transforme  $(e, \psi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ , pour l'incidence  $i$ .

Le coefficient de réflexion interne  $S'_i$  dans le cas collimaté à l'interface matrice/atmosphère n'est pas considéré car on suppose l'isotropisation du rayonnement à la seconde interface (matrice/substrat).

Les calculs nécessaires à l'estimation de cette intégrale sont détaillés de manière exhaustive en section 10.8.4.

### 5.5.1.2 Cas isotrope

Dans le cas isotrope, le coefficient de réflexion interne  $S_i$  est obtenu en intégrant les équations de Fresnel à la surface pour toutes les géométries :

$$S_i = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [r_f(\alpha)] \cos \alpha d\alpha \quad (5.29)$$

avec  $r_f(\alpha)$  défini à l'équation 5.37, détaillées plus loin. Le coefficient de réflexion externe  $S_e$  est obtenu de la même manière :

$$S_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [r_f(\alpha)] \cos \alpha d\alpha \quad (5.30)$$

Il est important de noter que bien que les expressions de  $S_e$  et  $S_i$  soient similaires, les deux termes sont bel et bien différents, car les coefficients de réflexion de Fresnel  $r_f$  sont différents d'un cas à l'autre (voir section 5.5.3).  $S_e$  et  $S_i$  sont estimés en utilisant la quadrature de Gauss (voir Section 10.8.1)

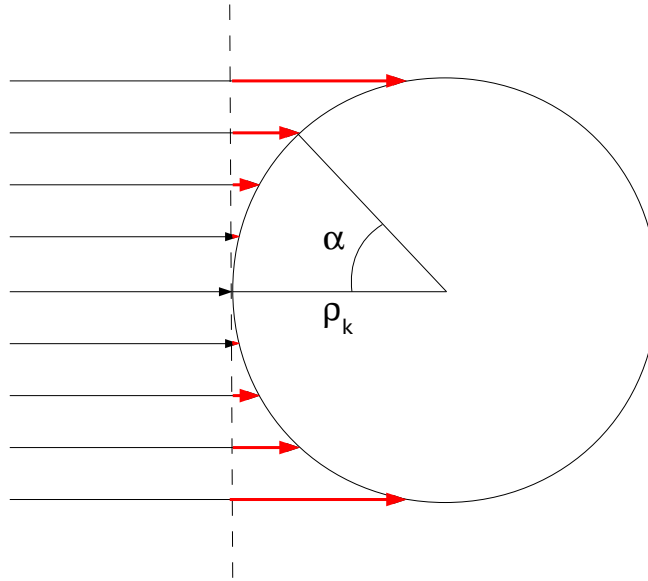


FIGURE 5.5 – Schéma illustrant le phénomène d'absorption différentielle. Les rayons rencontrant l'inclusion à différentes incidences ont suivi un trajet optique dans la matrice d'une longueur différente. Les différences de longueur de parcours sont représentées ici en rouge.

### 5.5.2 Coefficients de réflexion des inclusions

Dans le cas d'une inclusion quasi-sphérique de type  $k$  le coefficient de réflexion interne  $S_{ik}$  est estimé de la manière usuelle, toujours en intégrant les équations de Fresnel avec le modèle équivalent slab (voir *Hapke (2012)* sect. 5.4.4, pp.78-95) :

$$S_{ik} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [r_f(\alpha)] \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \quad (5.31)$$

Pour l'estimation du coefficient de réflexion externe  $S_{ek}$ , un facteur d'absorption différentielle est pris en compte. En effet, nous avons affaire à des inclusion quasi-sphériques piégées dans une matrice, et donc les rayons parallèles que nous considérons dans l'intégration ont différents chemins optiques. Comme illustré sur la Figure 5.5, un rayon qui rencontre une inclusion avec une incidence  $\alpha$  aura une longueur de parcours différentiel dans la matrice  $v = \rho_k \cos \alpha$  où  $\rho_k$  est le rayon de l'inclusion. Le facteur d'absorption différentielle est donc  $e^{-a_m \rho(1-\cos \alpha)}$ , avec  $a_m$  le coefficient d'absorption de la matrice. En notant l'indice optique de la matrice comme étant  $n_m + i k_m$ , la relation de dispersion donne  $a_m = \frac{4\pi}{\lambda} k_m$  à la longueur d'onde  $\lambda$  considérée. Finalement, on exprime le coefficient de réflexion externe  $S_{ek}$  à l'interface matrice/inclusion comme :

$$S_{ek} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [r_f(\alpha)] e^{-a_m \rho(1-\cos \alpha)} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \quad (5.32)$$

Cet effet d'absorption différentielle peut être très marqué dans le cas d'une matrice fortement absorbante.

$S_{ek}$  et  $S_{ik}$  sont eux aussi estimés en utilisant la quadrature de Gauss (voir Section 10.8.1)

### 5.5.3 Coefficients de Fresnel

Les réflectivités de Fresnel pour les polarisations perpendiculaires et parallèles pour un angle d'incidence  $\alpha$ ,  $R_{\perp}(\alpha)$  et  $R_{\parallel}(\alpha)$  sont calculés à partir de la loi de Snell, en décomposant le rayonnement en ondes planes (voir *Hapke, 2012*, sect. 4.3, pp.46-60) :

$$R_{\perp}(\alpha) = \frac{(\cos \alpha - \mathcal{G}_1)^2 + \mathcal{G}_2^2}{(\cos \alpha + \mathcal{G}_1)^2 + \mathcal{G}_2^2} \quad (5.33)$$

$$R_{\parallel}(\alpha) = \frac{[(n^2 - k^2) \cos \alpha - \mathcal{G}_1]^2 + [2nk \cos \alpha - \mathcal{G}_2]^2}{[(n^2 - k^2) \cos \alpha + \mathcal{G}_1]^2 + [2nk \cos \alpha + \mathcal{G}_2]^2} \quad (5.34)$$

en définissant  $n = \frac{n_1 n_2 + k_1 k_2}{n_1^2 + k_1^2}$  et  $k = \frac{n_1 k_2 - n_2 k_1}{n_1^2 + k_1^2}$ , avec  $n_1 + ik_1$  et  $n_2 + ik_2$  les indices de réfraction complexes des milieux considérés.

$$\mathcal{G}_1^2 = \frac{1}{2} \left[ [n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha] + [(n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 k^2]^{\frac{1}{2}} \right] \quad (5.35)$$

$$\mathcal{G}_2^2 = \frac{1}{2} \left[ -[n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha] + [(n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 k^2]^{\frac{1}{2}} \right] \quad (5.36)$$

Pour rappel, le coefficient de réflexion de Fresnel  $r_f$  en énergie est :

$$r_f = R_{\perp}^2(\alpha) + R_{\parallel}^2(\alpha) \quad (5.37)$$

### 5.5.4 Propriétés radiatives d'une lame de glace contenant des inclusions

On suppose une distribution homogène des inclusions dans la matrice. On note chaque différent type d'inclusion par la lettre  $k$ , et  $N_i$  représente le nombre de types d'inclusions, chaque type étant défini par des propriétés géométriques et optiques.

#### 5.5.4.1 Proportions d'inclusions

On définit la compacité de la matrice  $\gamma_c$  comme le volume occupé par la matrice par unité de volume. On définit  $\mathcal{N}$  le nombre total d'inclusions par unité de volume, et  $\mathcal{N}_k$  le nombre d'inclusions de type  $k$  par unité de volume. La proportion de chaque type d'inclusion est  $P_k = \frac{\mathcal{N}_k}{\mathcal{N}}$ . En considérant que le volume moyen d'une inclusion de type  $k$  vaut  $\frac{4\pi}{3} \rho_k^3$ , les considérations géométriques amènent immédiatement :

$$\mathcal{N} = \frac{3(1 - \gamma_c)}{4\pi \sum_{k=1}^{N_i} P_k \rho_k^3} \quad (5.38)$$

### 5.5.4.2 Sections efficaces

On suppose des inclusions quasi-sphériques. L'efficacité de diffusion pour une sphère a été décrite par B. Hapke (Hapke, 2012, sect. 5.6, pp.95-99, Eq. 5.52a) dans son modèle équivalent slab. Pour une inclusion de type  $k$  :

$$Q_{sk} = S_{ek} + (1 - S_{ek}) \frac{(1 - S_{ik})}{1 - S_{ik}\Theta_{ik}} \Theta_{ik} \quad (5.39)$$

où  $S_{ik}$  et  $S_{ek}$  sont respectivement les coefficients de réflexion interne et externe de l'inclusion, décrits par les expressions 5.31 et 5.32, et  $\Theta_{ik}$  est le coefficient de transmission interne de l'inclusion. Dans l'approximation des deux flux, et en supposant l'isotropie de la fonction de phase des diffuseurs internes à une inclusion, l'expression de  $\Theta_{ik}$  peut être réduite simplement à (Hapke, 2012) :

$$\Theta_{ik} = \frac{r_{ik} + \exp\left(-\rho_k \sqrt{a_{ik}(a_{ik} + s_{ik})}\right)}{1 + r_{ik} \exp\left(-\rho_k \sqrt{a_{ik}(a_{ik} + s_{ik})}\right)} \quad (5.40)$$

$a_{ik}$  étant le coefficient d'absorption d'une inclusion de type  $k$ , dépendant de son indice optique imaginaire  $k_k$  :

$$a_{ik} = \frac{4\pi}{\lambda} k_k \quad (5.41)$$

$s_{ik}$  le coefficient de diffusion (dépendant des impuretés internes aux inclusions)  $\rho_k$  le rayon, et  $r_{ik}$  étant la réflectance de l'inclusion dans le cas d'un milieu semi-infini (utile juste pour le calcul) :

$$r_{ik} = \frac{1 - \sqrt{\frac{a_{ik}}{a_{ik} + s_{ik}}}}{1 + \sqrt{\frac{a_{ik}}{a_{ik} + s_{ik}}}} \quad (5.42)$$

La section efficace de diffusion  $\sigma_{sk}$  pour une inclusion est :

$$\sigma_{sk} = \sigma_k Q_{sk} \quad (5.43)$$

où  $\sigma_k$  est la section géométrique :  $\sigma_k = \pi \rho_k^2$ . On note  $\langle \sigma_s \rangle$  la section géométrique moyenne des inclusions :

$$\langle \sigma_s \rangle = \sum_{k=1}^{N_i} P_k \sigma_{sk} \quad (5.44)$$

Dans l'approximation de l'optique géométrique, la section efficace d'extinction  $\sigma_{ek}$  correspond à la section géométrique  $\sigma_k$ .

### 5.5.4.3 Albédo de diffusion simple et épaisseur optique

L'albédo de diffusion simple d'un objet absorbant et diffusant est défini comme étant le ratio de la puissance totale diffusée par cet objet sur la puissance totale non transmise (c'est à dire la puissance absorbée ou diffusée). Nous proposons ici une approche statistique simple permettant d'exprimer l'albédo

de diffusion simple d'une unité de volume de lame de glace contenant des inclusions. Cette approche est similaire à celle utilisée par B. Hapke (Hapke, 2012, sect. 7.4, pp.158-169) dans le cas d'un milieu de propagation non absorbant. Dans notre cas, la matrice est considérée comme absorbante. Après un parcours dans la matrice de longueur  $dv$ , la probabilité  $p_1$  pour un photon de rencontrer une inclusion et d'être diffusé vaut :

$$p_1 = 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} dv\right) \quad (5.45)$$

La probabilité  $p_2$  que ce photon n'ait pas d'abord été absorbé par la matrice vaut :

$$p_2 = \exp(-a_m dv) \quad (5.46)$$

et donc la probabilité par unité de longueur  $p_s$  pour un photon d'être uniquement diffusé est :

$$p_s = \frac{1}{dv} \exp(-a_m dv) \left[ 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} dv\right) \right] \quad (5.47)$$

Ceci devient, pour un trajet infinitésimal  $dv$  :

$$p_s = \mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + o(1) \quad (5.48)$$

De la même manière, la probabilité  $p_3$  pour qu'un photon soit absorbé ou diffusé par une inclusion après un parcours de longueur  $dv$  est :

$$p_3 = \exp(-a_m dv) \left[ 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} dv\right) \right] \quad (5.49)$$

et la probabilité  $p_4$  qu'il ait été d'abord absorbé par la matrice pendant  $dv$  est :

$$p_4 = 1 - \exp(-a_m dv) \quad (5.50)$$

et donc la probabilité d'extinction par unité de longueur  $p_e$  est :

$$p_e = \frac{1}{dv} \left[ 1 - \exp\left(-\left(\mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m\right) dv\right) \right] \quad (5.51)$$

pour un trajet infinitésimal, soit quand  $dv$  tend vers 0,  $p_e$  devient :

$$p_e = \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m + o(1) \quad (5.52)$$

Finalement, on obtient la valeur de l'albédo de diffusion simple d'une lame de glace contenant des inclusions en divisant  $p_s$  par  $p_e$  :

$$\omega = \frac{\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle}{\mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle + \frac{\gamma_c - 1}{\ln \gamma_c} a_m} \quad (5.53)$$

La profondeur optique  $\tau$  pour un trajet de longueur  $v$  est définie comme la probabilité pour un photon d'être absorbé ou diffusé le long de ce trajet. Elle est donc égale à la probabilité d'extinction par unité de longueur  $p_e$  multipliée par la longueur du trajet. Donc, pour une lame de glace contenant des inclusions

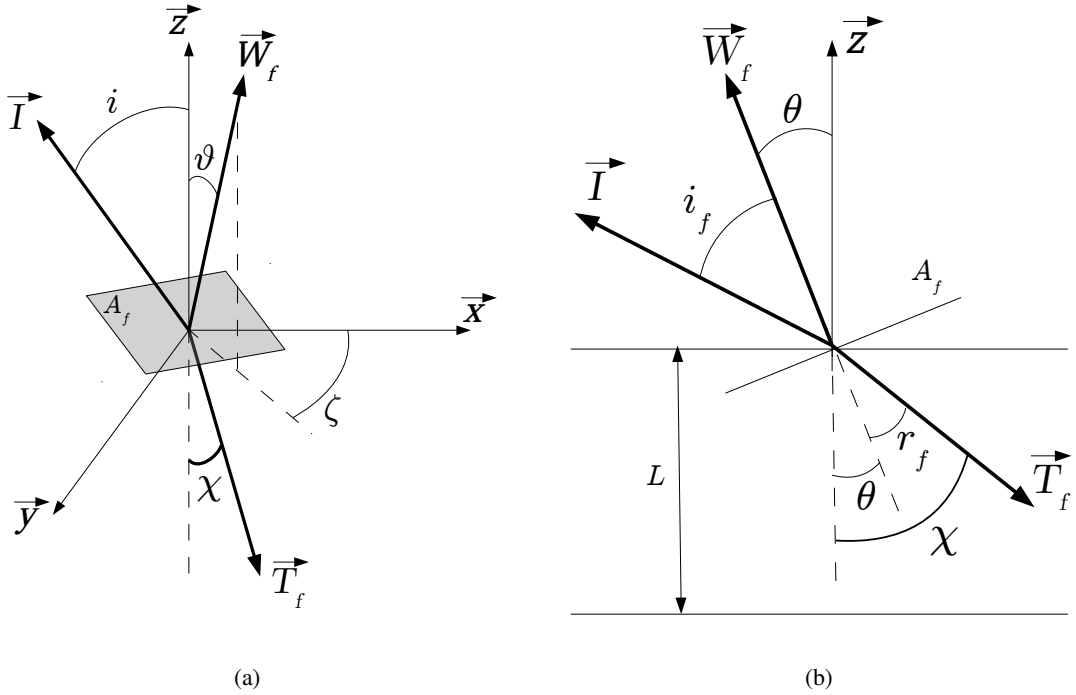


FIGURE 5.6 – (a) Directions des rayonnements incident et transmis par une facette  $A_f$ , d'orientation  $(\vartheta, \zeta)$  au sein d'un pixel. (b) Projection de cette même scène dans le plan  $(\vec{I}, \vec{W}_f)$ . Dans le cas d'une lame de glace soumise à un rayonnement collimaté d'incidence  $i$ , celui-ci atteindra la facette  $A_f$  avec une incidence  $i_f$ , et sera donc transmis à la lame suivant l'angle de réfraction  $r_f$ . La direction  $\vec{T}_f$  dans laquelle le rayonnement est transmis par la facette  $A_f$  forme un angle  $\chi$  avec la verticale locale (normale au pixel).

réparties de manière homogène :

$$\tau = \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) v \quad (5.54)$$

### 5.5.5 Facteurs de réflexion et de transmission d'une lame de glace contaminée

#### 5.5.5.1 Éclairée par un rayonnement collimaté

Dans cette section, nous supposons que la lame de glace est éclairée par un rayonnement collimaté. Ce rayonnement peut être celui du Soleil dans le cas d'une surface planétaire, ou celui d'une source de rayonnement parallèle dans le cas d'une expérience de laboratoire. Tout comme en section 5.4, nous supposons que la surface est constituée de  $N$  facettes non résolues. Ces facettes sont toujours orientées en suivant la densité de probabilité  $a(\vartheta, \zeta)$  définie par l'équation 5.6. Chaque facette est donc éclairée à une incidence  $i_f$  dépendant de son orientation. Rappelons que nous considérons que le premier transit au travers de la lame de glace se fait de manière collimatée. La longueur de ce trajet pour un rayon donné va donc dépendre de l'orientation de la facette rencontrée, comme illustré dans l'encart en haut à gauche de la figure 5.2a ou sur la figure 5.6. Ceci est dû à la variation de l'angle de déviation du rayon



à l'interface en fonction de son incidence  $i_f$ , gouvernée par les lois de Snell-Descartes. Pour une lame de glace d'épaisseur  $D$ , la longueur de ce premier transit vaut  $D' = \text{fact}(\vartheta, \zeta)D$ . Le facteur multiplicatif  $\text{fact}$  est déduit par application directe des lois de Snell-Descartes, pour une incidence  $i$  par rapport à la surface, et une incidence locale  $i_f$  sur la facette donnée :

$$\text{fact}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{\left| -\frac{1}{n_m} \cos i + \cos \vartheta \left( \frac{1}{n_m} \cos i_f - \sqrt{1 - \frac{1}{n_m^2} (1 - \cos^2 i_f)} \right) \right|} \quad (5.55)$$

On peut montrer en utilisant des relations trigonométriques simples (Hapke, 2012) que :

$$\cos i_f = \sin i \sin \vartheta \cos \zeta + \cos \vartheta \cos i \quad (5.56)$$

La longueur moyenne du premier transit au travers de la lame de glace d'un faisceau de rayons parallèles sera donc  $\overline{D'} = \overline{\text{fact}}D$ , avec

$$\overline{\text{fact}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \text{fact}(\vartheta, \zeta) a(\vartheta, \zeta) d\vartheta d\zeta \quad (5.57)$$

donc

$$\overline{\text{fact}} = \frac{1}{\pi^2 \tan \bar{\theta}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \bar{\theta}}} \sec^2 \vartheta \sin \vartheta}{\left| -\frac{1}{n_m} \cos i + \cos \vartheta \left( \frac{1}{n_m} \cos i_f - \sqrt{1 - \frac{1}{n_m^2} (1 - \cos^2 i_f)} \right) \right|} d\vartheta d\zeta \quad (5.58)$$

Le facteur d'absorption interne lors de ce premier transit vaut donc :

$$\Theta' = \frac{r_m + \exp\left(-\overline{D'} \sqrt{a_m(a_m + p_s)}\right)}{1 + r_m \exp\left(-\overline{D'} \sqrt{a_m(a_m + p_s)}\right)} \quad (5.59)$$

où  $p_s$  est donné par l'équation Eq. 5.48,  $r_m = \frac{1 - \sqrt{1 - \omega}}{1 + \sqrt{1 - \omega}}$ , et  $\omega$  est donné par l'équation Eq. 5.53.

Tous les transits suivants sont considérés comme étant isotropes. Le facteur d'absorption interne  $\Theta$  pour un transit isotrope vaut (Hapke, 2012, Eq. 6.26) :

$$\Theta = \frac{r_m + \exp\left(-2D \sqrt{a_m(a_m + s)}\right)}{1 + r_m \exp\left(-2D \sqrt{a_m(a_m + s)}\right)} \quad (5.60)$$

Comme illustré sur les figure 5.2 et 5.7, nous pouvons exprimer la réflectance d'une lame de glace contaminée soumise à un rayonnement collimaté  $R_0''$  comme

$$R_0'' = S_e' + (1 - S_e') \Theta' S_i \Theta (1 - S_i) \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Theta S_i)^2 \right] \quad (5.61)$$

$S_i$  étant le coefficient de réflexion interne de la lame de glace. Le terme  $S_e'$  correspond à l'intégration de toute l'énergie réfléchiée à la première interface, comprenant le lobe spéculaire, et les autres termes

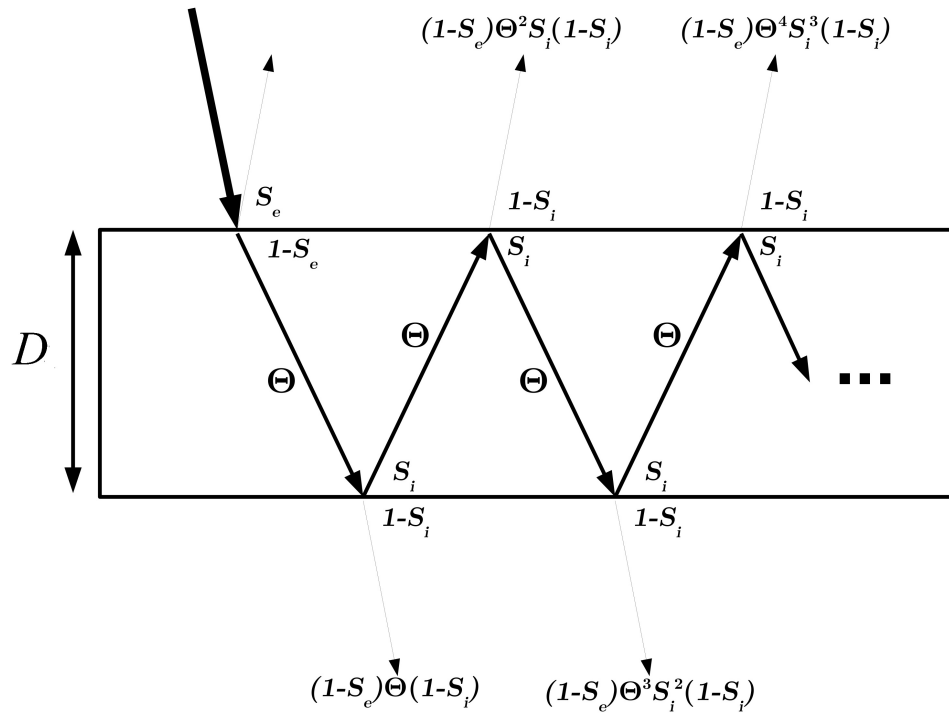


FIGURE 5.7 – Illustration des différents coefficients de transmission et de réflexion pour une lame de glace d'épaisseur  $D$  soumise à un rayonnement isotrope. Il est à noter que les directions des différentes flèches ont pour unique sens physique la direction de propagation vers l'une ou l'autre des interfaces (le rayonnement est diffus isotrope dans la lame).  $S_e$  désigne le coefficient de réflexion externe de la lame,  $S_i$  le coefficient de réflexion interne, et  $\Theta$  le coefficient d'absorption interne de la lame.  $\Theta$  correspond à la fraction du rayonnement absorbé lors d'un transit. Dans le cas d'une lame de glace soumise à un rayonnement collimaté, on suppose que seul le premier transit est directionnel (coefficient d'absorption interne  $\Theta'$ , coefficient de réflexion externe  $S'_e$ ), et qu'il y a isotropisation dès la seconde interface. Les coefficients pour les transits suivants seront donc les mêmes que pour le cas totalement isotrope.

représentent la réflexion diffuse. Nous pouvons donc exprimer la réflexion diffuse de la lame comme :

$$R'_0 = \frac{(1 - S'_e) \Theta' S_i \Theta (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2} \quad (5.62)$$

La transmission diffuse de la lame soumise à un rayonnement collimaté  $T'_0$  est obtenu de la même manière :

$$T'_0 = \frac{\Theta' (1 - S'_e) (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2} \quad (5.63)$$

### 5.5.5.2 Éclairée par un rayonnement isotrope

Dans ce modèle, nous supposons que la lame de glace contaminée repose sur un substrat granulaire optiquement épais. Cette lame est éclairée par un rayonnement incident collimaté, et transmet une partie de ce rayonnement au substrat, comme décrit précédemment. Nous supposons aussi qu'après le premier

transit, le rayonnement est isotrope. Cette isotropisation est due en partie à la diffusion du rayonnement par les particules, et surtout au comportement lambertien que nous attribuons au substrat. La lame de glace est donc aussi illuminée (par le dessous) par un rayonnement diffus provenant du substrat. L'intensité de ce rayonnement sera proportionnelle au facteur de transmission de la lame. Dans le cas d'une illumination diffuse, les coefficients de réflexion et de transmission  $R_0$  et  $T_0$  de la lame de glace retrouvent leurs expressions usuelles, dont la détermination est illustrée sur la figure 5.7 :

$$R_0 = S_e + \frac{(1 - S_e) S_i \Theta^2 (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2} \quad (5.64)$$

$$T_0 = \frac{\Theta (1 - S_e) (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2} \quad (5.65)$$

### 5.5.6 Réflectance diffuse d'une lame de glace contaminée reposant sur un substrat granulaire semi-infini

Dans des conditions réalistes, la lame de glace est donc soumise à un rayonnement collimaté provenant du disque solaire (ou de la source de laboratoire), et à un rayonnement diffus provenant du substrat granulaire sur lequel elle repose. Il y a alors un couplage entre ces deux couches, qui est illustré Figure 5.2. En utilisant des formules classiques dite d'*adding doubling* (Douté & Schmitt, 1998), on peut exprimer la réflectance diffuse totale d'une lame de glace surmontant un substrat granulaire comme :

$$\begin{aligned} R_{Diff} &= R'_0 + T'_0 T_0 r_s \sum_{n=0}^{\infty} (R_0 r_s)^n \\ &= R'_0 + \frac{T'_0 T_0 r_s}{1 - R_0 r_s} \end{aligned} \quad (5.66)$$

où  $r_s = \frac{1 - \sqrt{1 - \omega_s}}{1 + \sqrt{1 - \omega_s}}$  est la réflectance lambertienne du substrat (Douté & Schmitt, 1998), avec  $\omega_s$  son albédo de diffusion simple.

## 5.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre présente le développement d'un modèle semi-analytique de transfert radiatif dans une couche de glace transparente rugueuse posée sur un substrat semi-infini. Ce modèle fait l'objet d'une publications dans la revue *Applied Optics* (Andrieu et al. , 2015b). Quatres hypothèses majeures ont été faites lors de l'établissement de ce modèle : (i) les conditions de l'optique géométrique sont satisfaites, (ii) les milieux sont supposés homogènes par morceaux, (iii), les inclusions sont supposées quasi-sphériques, isotropes et homogènement réparties dans la matrice et (iv) le rayonnement est considéré comme isotrope après avoir rencontré la deuxième interface, et la méthode des deux flux est alors utilisée.

Les troisième et quatrième hypothèses sont liées et constituent le point le plus limitant du modèle, le rayonnement diffus résultant étant lambertien. On pourrait améliorer ce point en introduisant une fonction de diffusion plus réaliste aux inclusions, cependant au prix d'un temps de calcul significativement

plus long. De plus, cette amélioration impliquera soit d'utiliser une fonction de phase standard, telle que définie par exemple par (Shkuratov & Grynko, 2005), soit d'ajouter des paramètres libres au modèle. Dans le cadre de l'inversion massive de données, il est nécessaire de réduire au maximum le nombre de degrés de liberté du modèle, et l'amélioration du modèle signifierait donc plutôt utiliser une fonction de diffusion standard qui pourrait être localement erronée, ce qui limiterait l'amélioration.



## Tests et validations numériques du modèle

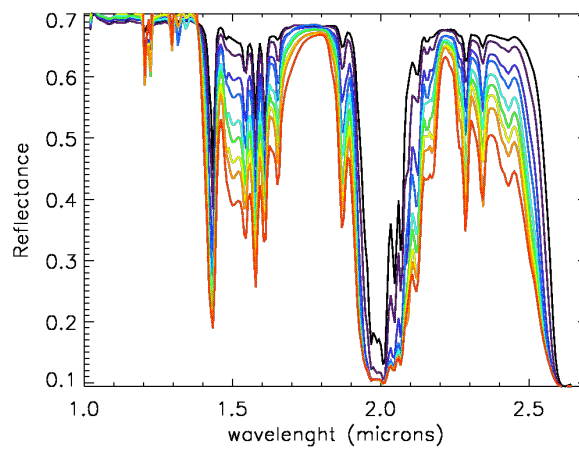


Illustration de l'influence de l'épaisseur de la couche de glace dans un modèle de transfert radiatif, en utilisant une matrice de  $\text{CO}_2$  contaminée par de la glace d'eau. L'épaisseur de la lame de glace augmente du spectre noir vers le rouge.

La première étape pour valider l'utilisation d'un modèle, et un bon moyen pour vérifier qu'il n'y a pas d'erreur dans le codage de l'algorithme est de procéder à une série de test de base, tels que la conservation de l'énergie à différentes étapes du modèle. Les sections 6.1 et 6.2 traitent de ces points. La section 6.3 porte sur la vérification du modèle vis à vis de ce que l'on connaît. Une incohérence ou un comportement inattendu peuvent mettre sur la piste d'une erreur. Par ailleurs, ces différents tests permettent de contraindre le domaine d'application du modèle. Typiquement, ce genre de modèle n'est pas fiable pour les géométries d'éclairement ou d'observation extrêmes (angles d'incidence ou d'émergence supérieurs à 80°). Le présent chapitre va notamment nous permettre de caractériser ces limites.

## 6.1 Conservation de l'énergie à la première interface

Les réflexions et transmissions à la première interface rugueuse (le sommet de la lame de glace) constituent des éléments critiques du modèle. En effet, c'est à partir de celles-ci que l'on calcule le coefficient de réflexion  $S'_e$  et la contribution spéculaire à la réflectance  $R_{spec}$ . Le calcul de ces deux grandeurs fait intervenir des intégrations complexes, mentionnées en section 10.8. La méthode de maillage adaptatif utilisée pour ces calculs et décrite en section 10.8.2 a été conçue spécialement dans ce but et doit donc impérativement être éprouvée, à l'inverse de méthodes très largement utilisées telles que la quadrature de Gauss décrite en section 10.8.1. De plus, ces calculs font intervenir la fonction de masquage/ombrage  $S$ , décrite par B. Hapke (Hapke, 1984). Cette fonction a été pointée du doigt comme pouvant violer le principe de conservation de l'énergie pour les fortes rugosités (Shkuratov *et al.*, 2012). Il est donc nécessaire de vérifier la conservation de l'énergie à la première interface. Pour ce faire, nous avons forcé dans le code la valeur du coefficient de réflexion de Fresnel  $r_f = R_{\perp}^2 + R_{\parallel}^2$  à 1 dans l'équation Eq.5.28. Cela signifie que nous forçons l'ensemble de l'énergie incidente à être renvoyée vers l'extérieur, et aucune énergie n'est transmise à la lame. La contribution diffuse dans ce cas est donc nulle. Ceci permet donc bien de tester la première interface. Si nous intégrons sur le ciel entier l'énergie renvoyée par la première interface, nous devons retrouver la totalité de l'énergie incidente. Pour conserver l'énergie, nous devons donc avoir  $Q = 1$ , avec  $r_f = 1$  dans l'équation Eq. 5.28 :

$$Q = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_s, \zeta_s) S(i, e, \psi, \bar{\theta})}{\cos i} |\det J_{\mathbf{g}_i}(e, \psi)| de d\psi \quad (6.1)$$

La figure 6.1 représente l'évolution de  $Q$  en fonction de l'angle d'incidence. Différentes valeurs du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  ont été testées, variant de  $\bar{\theta} = 0.01^\circ$  à  $\bar{\theta} = 45^\circ$ . Seules les valeurs entre  $\bar{\theta} = 0.15^\circ$  et  $\bar{\theta} = 3.5^\circ$  sont représentées sur la Figure 6.1. Ce test illustre la dépendance de la validité du modèle à la fois en fonction de l'angle d'incidence et de la rugosité de la surface.

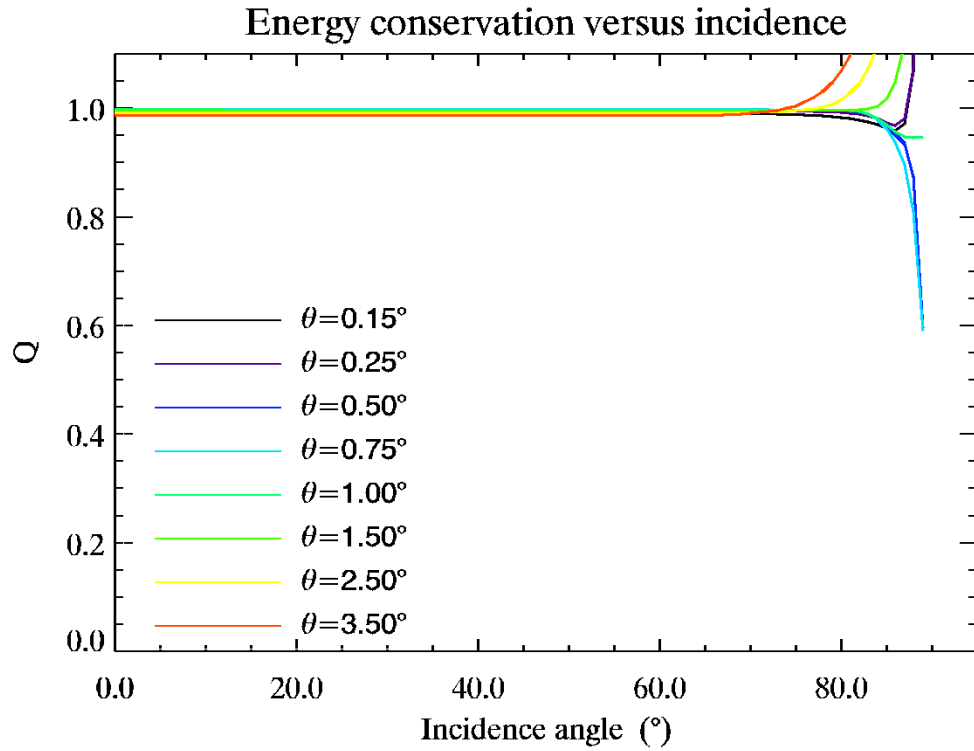


FIGURE 6.1 –  $Q$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$ , en forçant à 1 la valeur du coefficient de réflexion de Fresnel  $r_f$  dans l'équation Eq. 5.28. Une valeur  $Q = 1$  signifie que la conservation de l'énergie est respectée. Les courbes de différentes couleurs représentent l'évolution de  $Q$  pour différentes valeurs du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ , allant de  $\bar{\theta} = 0.15^\circ$  à  $\bar{\theta} = 3.5^\circ$ . On peut noter que l'énergie est conservée de manière satisfaisante pour des angles d'incidence inférieurs à  $85^\circ$ , et un paramètre de rugosité inférieur à  $\bar{\theta} = 2.5^\circ$ .



## 6.2 Conservation de l'énergie pour le modèle entier

Pour tester la conservation de l'énergie pour le modèle entier, on doit tout d'abord définir la lame de glace comme étant non absorbante. Ceci signifie forcer à zéro la valeur de la partie imaginaire de son indice optique. Il en va de même pour le substrat. Si aucune énergie n'est absorbée par le système, alors elle est forcément tôt ou tard renvoyée vers le ciel. Si on intègre l'énergie ré-émise dans toutes les directions, on doit donc nécessairement retrouver la valeur d'énergie envoyée au départ. En pratique, pour faire l'intégration, nous devons définir une ouverture angulaire du capteur égale au pas d'intégration, puis intégrer la quantité  $Q = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_{tot} \cos e \sin e \, de \, d\psi$ . En effet, on peut écrire la conservation de l'énergie comme

$$\int_{sky} \frac{LA \cos e}{FA \cos i} \, d\Omega = 1 \quad (6.2)$$

avec  $L$  la luminance de la surface ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ ),  $A$  la surface d'un pixel,  $F$  le flux incident dans la direction incidente ( $\text{W.m}^{-2}$ ) et  $i$  et  $e$  sont les angles d'incidence et d'émergence. La relation  $R = \pi \frac{L}{F \cos i}$  entre le facteur de réflectance et la luminance donne :

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_{tot} \cos e \sin e \, de \, d\psi = 1 \quad (6.3)$$

Enfin, la symétrie du modèle vis à vis de l'angle azimutal amène directement à la quantité  $Q$ . L'énergie est donc conservée si  $Q = 1$ . La figure 6.2 montre l'évolution de  $Q$  en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du paramètre du rugosité, et différents indices optiques réels pour les inclusions et la matrice. On peut remarquer que les valeurs des parties réelles des indices optiques semblent n'affecter que très peu la validité du modèle. Ces deux tests de conservation d'énergie nous amènent à considérer que la validité du modèle est essentiellement contrôlée par l'incidence et le paramètre de rugosité. Nous allons donc caractériser plus finement cette dépendance. La figure 6.3 montre la validité de la conservation de l'énergie en %, en fonction à la fois de l'incidence  $i$  (en abscisse) et du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  (en ordonnée). Ceci permet de caractériser la validité du modèle en fonction de la tolérance souhaitée. Des paramètres de rugosité supérieurs à  $\bar{\theta} = 11^\circ$  résultent nécessairement à des erreurs supérieures à 10 % et ne sont donc pas représentés. Pour des indices optiques réels de la matrice faibles (proches de 1), ces erreurs diminuent. Le modèle semble raisonnablement utilisable pour des paramètres de rugosités inférieures à  $5^\circ$  et des angles d'incidence inférieurs à  $80^\circ$ . Par symétrie, les angles d'émergence supérieurs à  $80^\circ$  seront considérés en dehors du domaine d'applicabilité du modèle.

### 6.2.1 Note sur la distribution des pentes à la surface

Comme mentionné dans la section 6.2, ce modèle est limité aux cas des petits  $\bar{\theta}$  ( $\bar{\theta} < 5^\circ$ ). La figure 6.3 permet d'expliquer et de quantifier cette limitation. Celle-ci est principalement due à la définition de la densité de probabilité  $a(\vartheta, \zeta)$  qui définit la répartition des pentes. Cette densité de probabilité ne peut

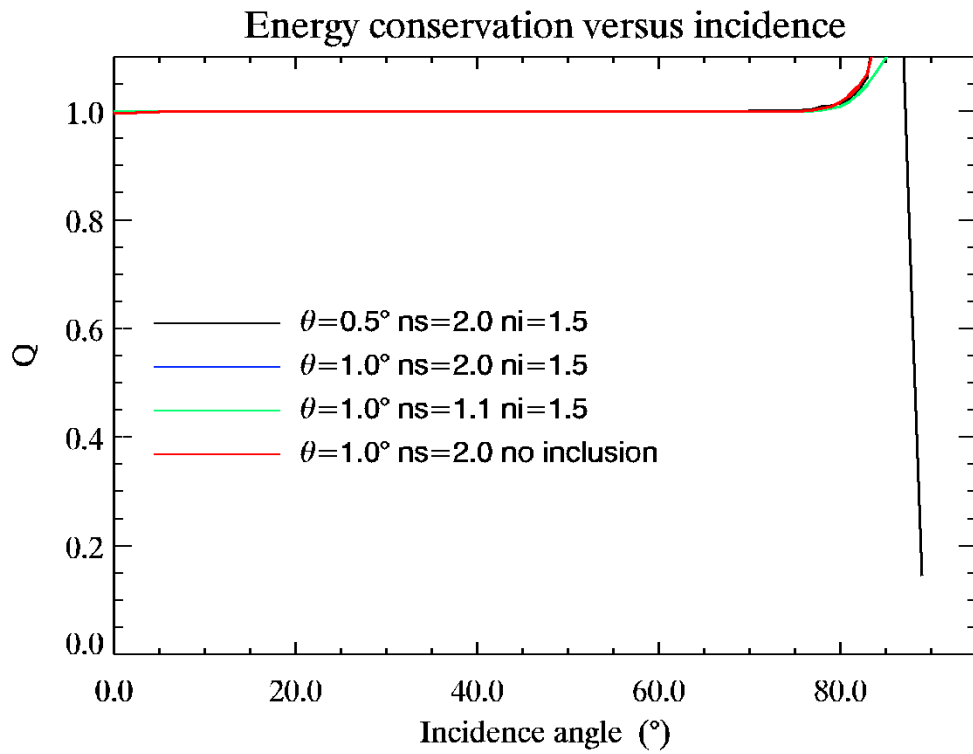


FIGURE 6.2 –  $Q = E_r/E_i$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$ , avec  $E_r$  l'énergie renvoyée par la surface, intégrée sur l'hémisphère supérieur, et  $E_i$  l'énergie incidente. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  et des indices optiques réels de la matrice  $n_s$  et des inclusions  $n_i$ .

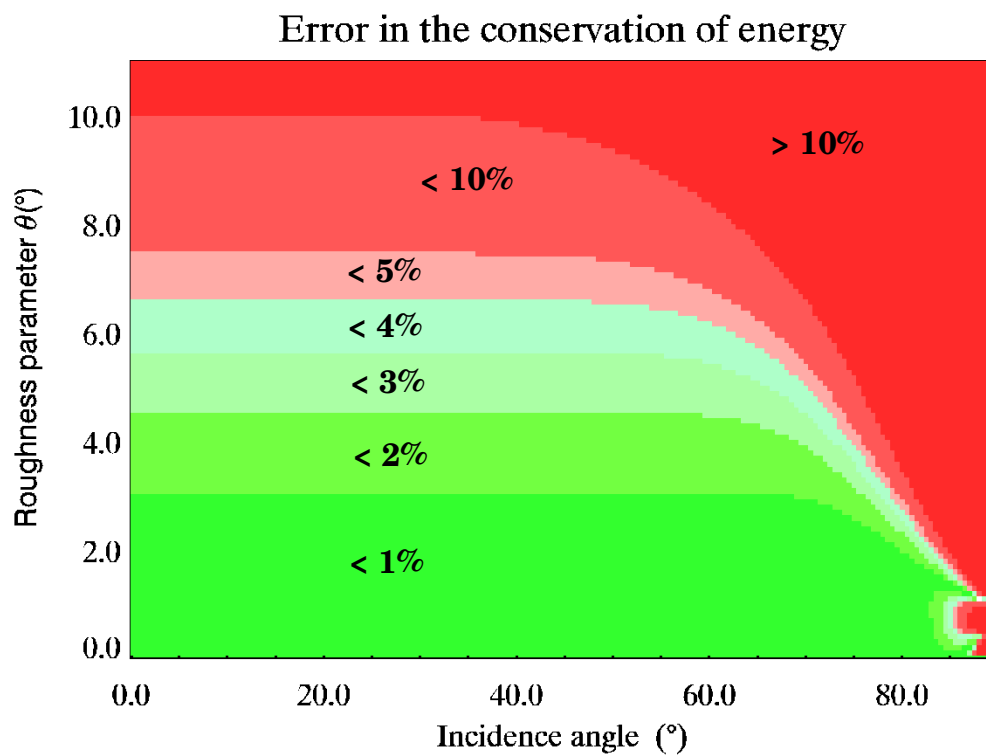


FIGURE 6.3 – Erreur dans la conservation de l'énergie en fonction du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  et de l'incidence  $i$ . Le modèle semble raisonnablement utilisable pour des paramètres de rugosités inférieurs à  $5^{\circ}$  et des angles d'incidence inférieurs à  $80^{\circ}$

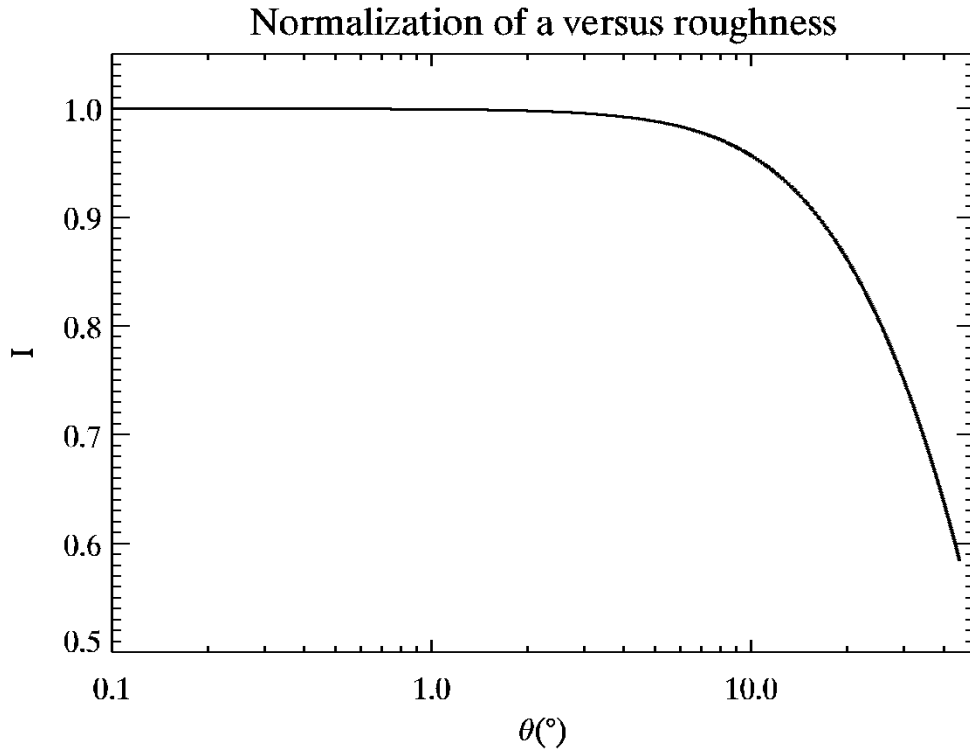


FIGURE 6.4 –  $I$  en fonction de  $\bar{\theta}$ . pour des valeurs de  $\bar{\theta}$  supérieures à  $\bar{\theta} = 2^{\circ}$ , la valeur de  $I$  commence à chuter légèrement. À  $\bar{\theta} = 10^{\circ}$  et  $I = 0.957$ , la fonction  $a(\vartheta, \zeta)$  n'a plus de sens en tant que densité de probabilité.

avoir de sens que si  $\iint_{(\vartheta, \zeta)} a(\vartheta, \zeta) d\vartheta d\zeta = 1$ , ce qui revient à

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(\vartheta) d\vartheta = 1 \quad (6.4)$$

Ceci veut dire que la valeur de l'intégrale  $I = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{2}{\pi \tan^2 \bar{\theta}} \exp\left(-\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \bar{\theta}}\right) \sec^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta$  doit être égale à 1. La valeur de cette intégrale  $I$  est représentée sur la figure 6.4 en fonction du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . La fonction  $a(\vartheta, \zeta)$  n'a plus de sens, en tant que densité de probabilité, si son intégrale est différente de l'unité. Or, on remarque que pour une rugosité de  $\bar{\theta} = 10^{\circ}$ , on fait déjà une erreur de près de 5%. Dans un développement futur, nous projetons d'étendre le domaine d'applicabilité du modèle en introduisant une nouvelle densité de probabilité pour la distribution des pentes  $a_{Norm}(\vartheta, \zeta)$ , qui serait la normalisation de la fonction  $a(\vartheta, \zeta)$  :  $a_{Norm}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{I(\bar{\theta})} a(\bar{\theta}, \vartheta, \zeta)$ .

## 6.3 Comportements et tendances

### 6.3.1 Réflexion spéculaire : effet de l'ouverture angulaire de la source et du capteur

Le présent modèle a pour objectif de reproduire des observations. Les caractéristiques de la tache spéculaire dépendront donc non seulement des propriétés de la surface, mais aussi de l'instrument de mesure. En effet, le lobe spéculaire apparaîtra plus étendu s'il est mesuré avec un détecteur à large ouverture qu'avec un instrument étroit. La figure 6.5 permet d'illustrer les deux situations. La figure 6.5a représente un zoom sur la tache spéculaire synthétique d'une lame de glace d'eau, telle qu'elle serait observée à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$  dans les conditions suivantes : paramètre de rugosité :  $\bar{\theta} = 0.5^\circ$  ; angle d'incidence  $i = 50^\circ$  ; ouverture angulaire de la source :  $0.4^\circ$  ; ouverture angulaire du détecteur :  $4.2^\circ$ . Cela représente les conditions expérimentales d'un spectro-gonio-radiomètre de laboratoire (Brissaud *et al.*, 2004), développé à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble. Sur la figure 6.5b, la même surface (lame de glace d'eau de paramètre de rugosité  $\bar{\theta} = 0.5^\circ$ ) est éclairée à la même incidence ( $i = 50^\circ$ ) et observée à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ . Cependant, l'ouverture de la source change par rapport à la figure 6.5a pour devenir de  $0.2^\circ$ , ainsi que l'ouverture angulaire du détecteur qui devient de  $0.0692^\circ$ . Cela représente cette fois-ci les conditions de mesure dans le cas du spectro-imageur OMEGA (Bibring *et al.*, 2004) embarqué à bord de la sonde Mars Express, toujours actuellement en fonctionnement en orbite autour de la planète Mars. Bien que ces deux simulations semblent très différentes, elles illustrent deux possibles observations d'une surface identique.

### 6.3.2 Influence des paramètres internes

Il est important de savoir et de comprendre comment le modèle évolue en fonction de ses différents paramètres. Cependant, quand le modèle dépend d'un nombre relativement élevé de différents paramètres, identifier et caractériser les tendances peut s'avérer être une tâche fastidieuse. Nous avons choisi dans notre cas de sélectionner un jeu de paramètres "type", et d'étudier les variations autour de ce jeu type. Nous avons donc sélectionné une matrice d'indices optiques  $n = 1.3$  et  $k = 1.10^{-6}$ . Nous avons choisi ces valeurs car elles représentent l'indice optique complexe de la glace d'eau à 270 K et à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ . Nous avons sélectionné comme point de départ une lame de glace de 10 mm d'épaisseur, contenant 1000 ppmv d'inclusions de  $100\mu\text{m}$  de diamètre, et reposant sur un substrat semi-infini de même nature que la matrice constituant la lame. Nous avons choisi ce jeu de paramètres comme central dans les études de comportement qui vont suivre en faisant une rapide évaluation numérique de l'ensemble contenant la variabilité du modèle. L'utilisation de ce jeu de paramètres standard permet donc de représenter au mieux la variabilité du modèle. Il est important de noter que les domaines de variation de paramètres tel que l'épaisseur dépendent entièrement du coefficient d'absorption de la matrice. Les ordres de grandeurs des variations auraient été très différents si nous avions choisi arbitrairement des constantes optiques très différentes. L'intérêt des valeurs que nous avons choisies est qu'elles représentent une situation réelle, que l'on peut observer : celle de la glace d'eau. Nous décrivons deux types

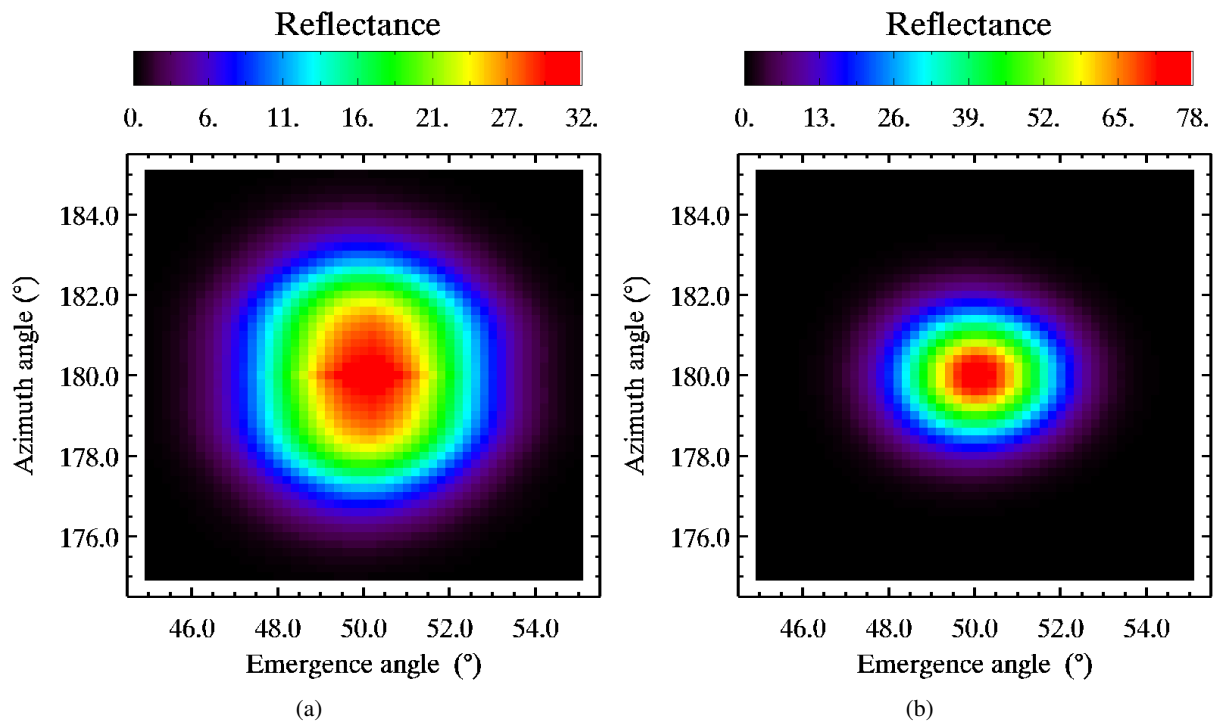


FIGURE 6.5 – Zoom sur la tache spéculaire synthétique d’une lame de glace d’eau, à une longueur d’onde de  $1\text{ }\mu\text{m}$ , pour un paramètre de rugosité  $\tilde{\theta} = 0.5^\circ$ , (a) éclairée avec un angle d’incidence  $i = 50^\circ$  avec une source d’ouverture angulaire  $0.4^\circ$ , et observée avec un détecteur d’ouverture  $4.2^\circ$ , comme dans les conditions de mesure d’un instrument de laboratoire (Brissaud *et al.*, 2004), et (b) éclairée à une incidence de  $i = 50^\circ$  avec une source d’ouverture  $0.2^\circ$ , et observée avec un détecteur d’ouverture angulaire  $0.0692^\circ$ , comme dans les conditions de mesure du spectro-imageur haute résolution OMEGA, actuellement en orbite autour de Mars (Bibring *et al.*, 2004).

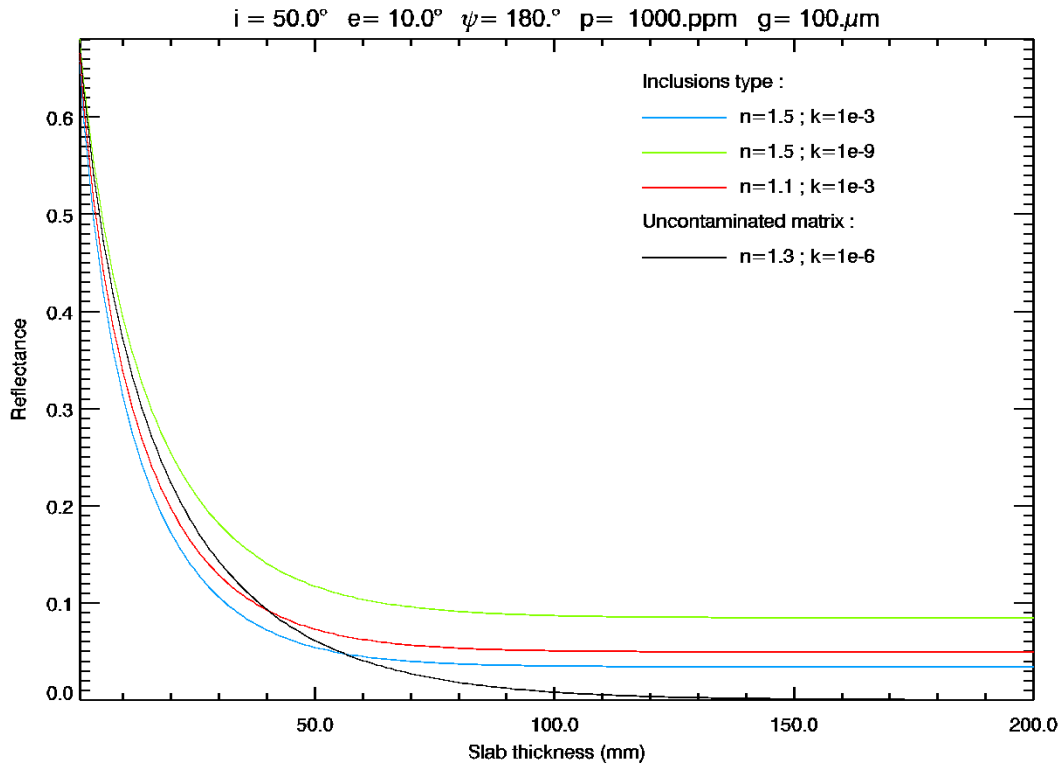


FIGURE 6.6 – Facteur de réflectance d’une lame de glace d’eau contenant différents types d’inclusions à la longueur d’onde  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , en fonction de l’épaisseur de ladite lame de glace, tous les autres paramètres étant fixés. La courbe noire représente le cas d’une matrice pure ne contenant aucune inclusion. Les courbes de couleur représentent différents types d’inclusions, caractérisés par leurs indices optiques. Les indices optiques de la matrice de  $n = 1.3$  et  $k = 1.10^{-6}$  pour  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  correspondent aux indices optiques de la glace d’eau à 270 K (Schmitt *et al.*, 1998).

de comportement, selon que les inclusions soient plus ou moins absorbantes que la matrice. Dans le cas d’inclusions moins absorbantes que la matrice (le cas de bulles piégées dans la glace entre dans le cadre de cette étude), on remarque que la partie réelle de l’indice optique des inclusions a peu d’influence sur le résultat. Ce type de comportement est illustré sur les figures 6.6, 6.8 et 6.7 par les courbes vertes. Dans le cas d’inclusions dont le coefficient d’absorption est plus important que celui de la matrice, la valeur de l’indice optique réel semble jouer un rôle important. Les courbes bleues et rouges sur les figures 6.6, 6.8 et 6.7, respectivement pour les cas d’un indice réel des inclusions plus ou moins grand que celui de la matrice, représentent le cas d’inclusions plus absorbantes.

### 6.3.2.1 Influence de l’épaisseur de la lame de glace

La figure 6.6 illustre la dépendance de la réflectance par rapport à l’épaisseur de la lame de glace, tous les autres paramètres étant fixés, dans les différents cas décrits précédemment, et dans le cas d’une matrice pure. On remarque que dans le cas d’une lame de glace absolument pure (courbe noire), la réflectance tend vers 0 quand l’épaisseur augmente. Ce comportement est attendu, car on est en dehors du lobe spéculaire, et donc on n’observe que la réflectance diffuse. Dans le cas d’une glace pure, il n’y a aucun autre moyen pour un photon qui est entré dans la lame de glace de ressortir que d’être réfléchi par le substrat. Pour des

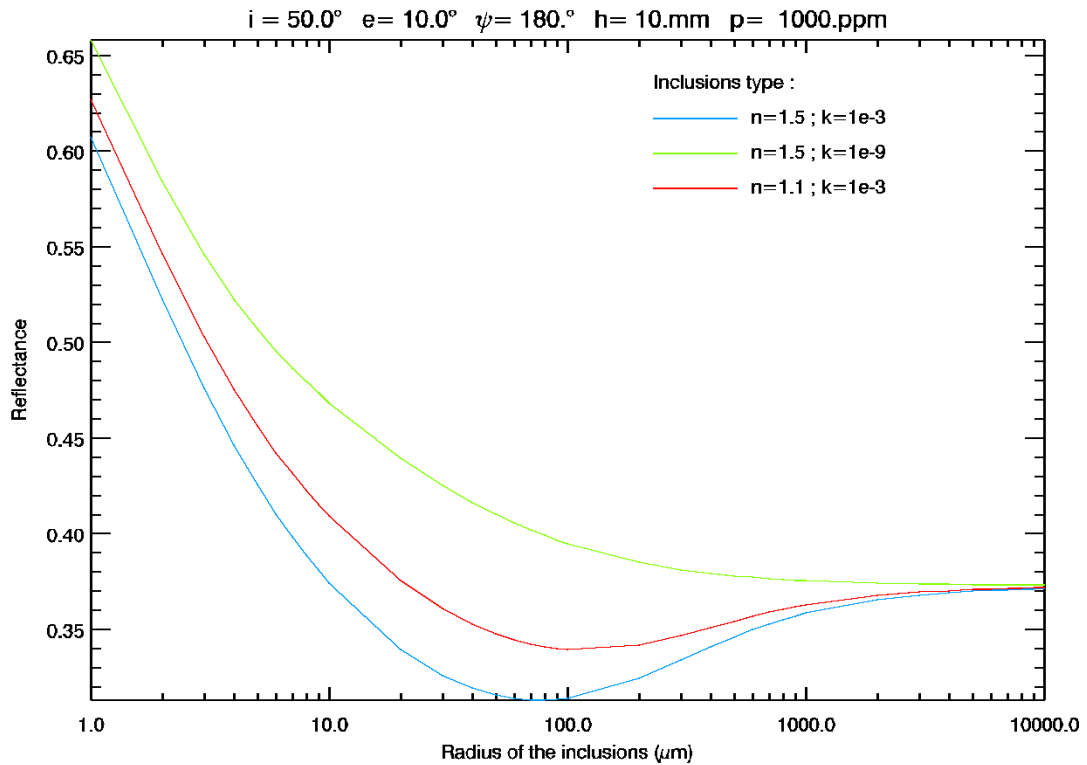


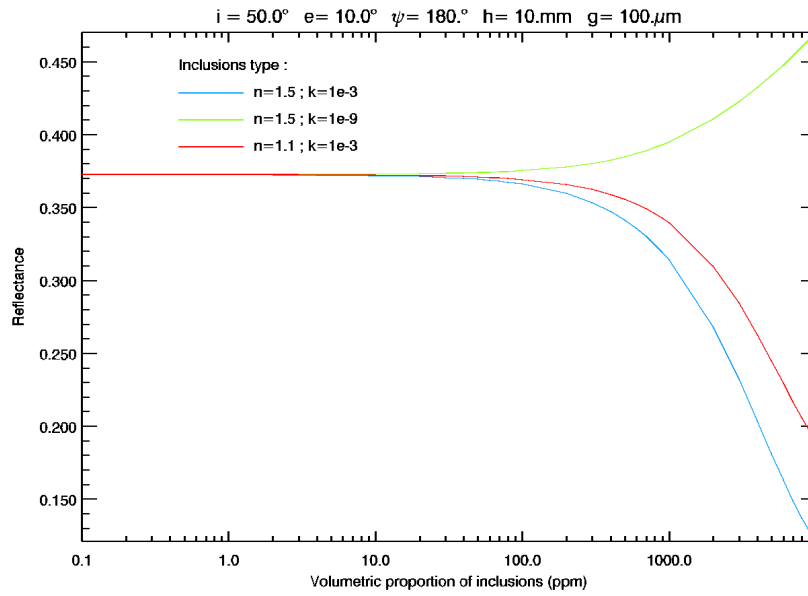
FIGURE 6.7 – Facteur de réflectance d’une lame de glace contenant différents types d’inclusions, à la longueur d’onde de  $1\mu\text{m}$ , en fonction de la taille des inclusions, tout les autres paramètre étant fixés. Chacune des courbes représente un type d’inclusion. Dans le cas d’un coefficient d’absorption plus fort dans les inclusions que dans la matrice, il y a compétition entre effet de diffusion tendant à augmenter la valeur de la réflectance et effet d’absorption tendant à la faire diminuer par rapport à celle d’une matrice pure (courbes bleue et rouge). L’effet dominant dépend de la taille des grains. Dans le cas d’absorptions plus faible dans les inclusions, le facteur de réflectance est toujours plus élevé que celui d’une matrice pure (courbe verte). Dans ce cas, le facteur de réflectance de la matrice pure vaut environ  $R = 0.372$ . C’est la valeur vers laquelle les trois courbes tendent pour les grandes taille d’inclusions. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d’eau à 270 K.



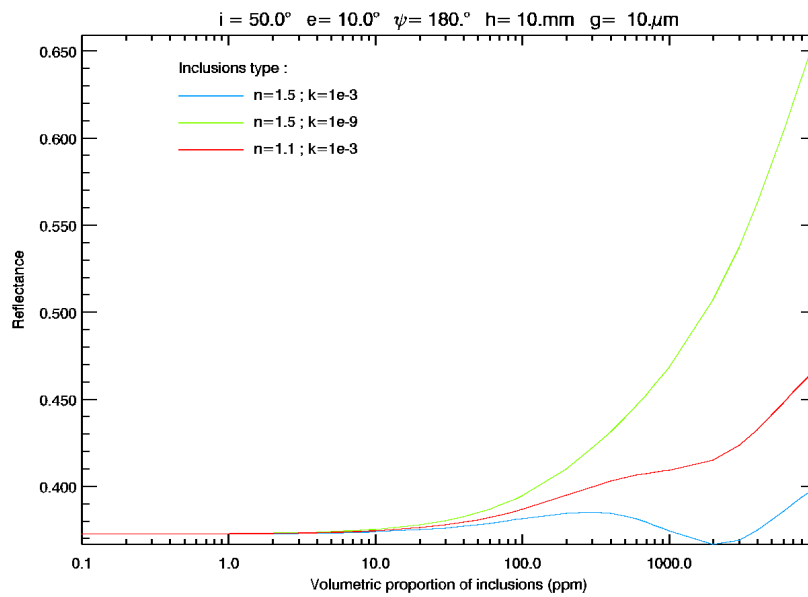
lames de glace épaisses, plus aucun photon n'atteint le substrat avant d'être absorbé, et donc plus aucun ne ressort du système. Au contraire, si la lame de glace contient des inclusions, celles-ci vont diffuser les photons, et vont donc toujours permettre à une certaine proportion du rayonnement de ressortir de la lame après un trajet optique court dans la matrice. La valeur de la réflectance va donc saturer à partir d'une certaine valeur d'épaisseur de la lame (courbes de couleur). Cela signifie qu'à partir de cette valeur, la lame de glace est optiquement épaisse : on ne peut plus atteindre le substrat sur lequel elle repose. Cela permet donc de quantifier la profondeur de pénétration de la lumière dans la couche de glace. Cette valeur est non nulle, car il y a toujours une partie du rayonnement réfléchi par des inclusions très proches de la surface, et donc une partie des photons qui ont un trajet optique très court au sein de la matrice. On remarque que pour des inclusions moins absorbantes que la matrice, la valeur de la réflectance est toujours supérieure à celle d'une lame pure, quelle que soit l'épaisseur. En revanche, si les inclusions absorbent plus que la matrice, la réflectance sera plus faible que celle d'une lame pure pour les "petites" épaisseurs, puis, à mesure que l'épaisseur augmente, finit par la dépasser, à cause de l'effet de saturation décrit précédemment. La définition de ce qu'est une "petite" épaisseur dépendra des valeurs des constantes optiques à la fois de la matrice et des inclusions.

### 6.3.2.2 Influence de la taille des inclusions

La figure 6.7 illustre la dépendance de la réflectance d'une lame de glace contaminée par rapport au rayon caractéristique des inclusions. Elle permet de décrire les propriétés de diffusion des inclusions. Il est à noter que la réflectance d'une lame de glace absolument pure pour cette géométrie est d'environ  $R = 0.372$ . C'est la valeur vers laquelle les trois courbes semblent converger pour les très grandes tailles d'inclusions. Il est aussi important de noter que pour cette figure, la proportion volumique d'inclusions est maintenue constante, et donc, lorsque la taille des inclusions augmente, leur nombre par unité de volume diminue comme le cube de cette augmentation. Cette remarque permet d'expliquer la complexité de la figure 6.7. Tout d'abord, dans le cas d'inclusions dont le coefficient d'absorption est plus faible que celui de la matrice, on avait remarqué précédemment que la réflectance était toujours supérieure à celle d'une lame pure, quelle que soit l'épaisseur. Il paraît donc naturel que cela soit le cas aussi quelle que soit la taille de ces grains, ce que montre la courbe verte sur la figure 6.7. On remarque de plus que pour les très grandes tailles de grains, la valeur converge vers celle d'une matrice pure, ce qui est dû, comme on l'a remarqué précédemment, à la diminution de la probabilité de rencontrer une inclusion quand la taille de grains augmente, à proportion volumique constante. Le cas d'inclusions plus absorbantes que la matrice est une fois de plus légèrement plus complexe. Lorsque les inclusions sont petites, à proportion volumiques fixée, cela signifie qu'il y en a un très grand nombre réparti dans la matrice, et donc un pouvoir diffusant très important. Cela cause une augmentation drastique du facteur de réflectance. À mesure que la taille de grain des inclusions augmente, leur nombre diminue, et donc avec lui leur pouvoir diffusant. À l'inverse, la longueur des trajets optiques au sein des inclusions augmente. Il y a compétition entre l'effet de diffusion par les inclusions qui a tendance à augmenter la valeur de réflectance et l'effet d'absorption plus forte par les grains qui a tendance à la faire diminuer. À partir d'une certaine taille de grains (autours de  $10\mu\text{m}$  pour la courbe bleue et  $20\mu\text{m}$  pour la rouge), l'effet d'absorption devient dominant sur l'effet de diffusion, et le facteur de réflectance devient plus faible que celui d'une matrice pure. La ré-augmentation de la réflectance pour les courbes bleues et rouges après  $100\mu\text{m}$  est due à au



(a)



(b)

FIGURE 6.8 – Facteur de réflectance d’une lame de glace contenant différents types d’inclusions, à la longueur d’onde de  $1\mu\text{m}$ , tout les autres paramètre étant fixés. Les différentes courbes représentent différents types d’inclusions. (a) Les inclusions ont une taille de  $100\mu\text{m}$ . (b) Les inclusions ont une taille de  $10\mu\text{m}$ . Dans les deux cas, le facteur de réflectance de la matrice pure vaut environ  $R = 0.372$ . C’est la valeur vers laquelle tendent les courbes pour des proportions volumiques d’inclusions qui tendent vers 0. Dans le cas d’inclusions moins absorbantes que la matrice (courbes vertes), le facteur de réflectance est toujours plus élevé que celui d’une matrice pure : les effets d’absorption et de diffusion tendent tous les deux à le faire augmenter. À l’inverse, on sait que dans le cas d’inclusions plus absorbantes que la matrice (courbes bleues et rouges) il y a compétition entre les deux effets. Pour le cas (a) c’est l’effet d’absorption qui est dominant pour les courbes bleue et rouge. Pour le cas (b), l’effet de diffusion est dominant pour la courbe rouge, et les deux effets sont équivalents pour la courbe bleue. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d’eau à 270 K.

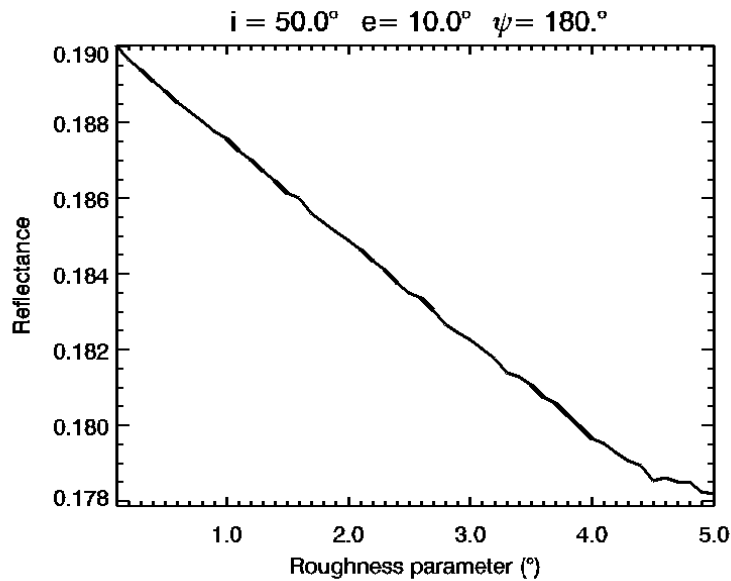


FIGURE 6.9 – Facteur de réflectance d’une lame de glace de 20 mm d’épaisseur de glace d’eau, à une longueur d’onde de  $1\mu m$ , et contenant 1000ppmv d’inclusions de  $100\mu m$  de rayon, en fonction du paramètre de rugosité  $\theta$ . Les autres paramètres sont fixes. Les indices optiques des inclusions sont :  $n = 1.1$  et  $k = 1.10^{-3}$ . Cela correspond au type de contamination tracé en rouge sur les autres courbes. La réflectance diminue à mesure que la rugosité augmente. Ceci est dû au fait qu’une plus grande rugosité signifie plus de facettes en conditions spéculaires, et donc moins d’énergie transmise au système. La rugosité semble avoir une influence plus faible sur la réflectance de la surface par rapport aux autres paramètres du modèle. Ceci est dû à son petit intervalle de variation autorisé. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d’eau à 270 K.

fait qu’à partir d’une certaine taille de grains, la probabilité de rencontre devient très faible voire quasi-nulle. Par exemple dans le cas présent, la proportion volumique de grains est fixée à 1000ppmv. Si la taille de inclusions est égale à l’épaisseur de la couche (droite de la figure) la probabilité de rencontrer un grain est approximativement de 0.001. L’effet des inclusions sera donc négligeable. Les courbes doivent donc toutes converger vers la valeur de réflectance d’une matrice pure.

### 6.3.2.3 Influence de la proportion d’impuretés

La figure 6.8 illustre la dépendance de la réflectance par rapport à la proportion volumique d’inclusion, dans différents cas, selon que les effets d’absorption dominant ou non. Dans les deux cas, le facteur de réflectance de la matrice pure vaut comme précédemment environ  $R = 0.372$ . C’est la valeur vers laquelle tendent les courbes pour des proportions volumiques d’inclusions qui tendent vers 0. Dans le cas d’inclusions moins absorbantes que la matrice (courbes vertes), les effets de la différence d’absorption entre la matrice et les inclusions, et de la diffusion par les inclusions tendent tous deux à faire augmenter la réflectance de la lame de glace. Plus il y a d’inclusions, et plus l’augmentation est importante. Dans le cas d’inclusions plus absorbantes que la matrice (courbes bleues et rouges), on a vu au paragraphe précédent qu’il y a compétition entre ces deux effets, la diffusion tendant à faire augmenter la réflectance, et l’effet d’absorption tendant à la faire diminuer par rapport à celle d’une matrice pure. On a vu que la

taille des inclusions jouait un rôle important dans cette compétition, et on a donc choisi de représenter plusieurs cas. Pour la figure 6.8a, la taille des inclusions est fixée à  $100\mu m$ . Dans ce cas, on voit que c'est l'absorption qui est l'effet dominant (pour les courbes rouges et bleues), quelle que soit la proportion volumique de grains. Ceci est en accord avec la figure 6.7 où l'on remarque que pour cette taille de grains, la réflectance est plus faible que celle d'une lame de glace pure pour les courbes bleues et rouges. Dans le cas de la figure 6.8b, les inclusions ont une taille de  $10\mu m$ . C'est cette fois-ci l'effet de diffusion qui est dominant dans le cas de la courbe rouge, comme on pouvait le deviner en remarquant que la réflectance pour cette taille de grains était plus élevée que celle d'une lame pure sur la figure 6.7. Dans ce cas, la diffusion limite la pénétration des photons dans la couche d'autant plus que la proportion d'inclusions augmente, et donc la réflectance augmente avec la proportion d'impuretés. On pourrait deviner aussi que les deux effets sont d'intensité équivalente pour une taille de grains de  $10\mu m$  dans le cas de la courbe bleue en étudiant la figure 6.7. Ceci est confirmé par le comportement de la courbe bleue sur la figure 6.8b, qui montre une complexe alternance entre les deux effets. On est ici dans le cas limite, ce qui induit un comportement très fortement non-linéaire.

#### 6.3.2.4 Influence de la rugosité de la surface

La figure 6.9 illustre la dépendance du facteur de réflectance de la lame de glace par rapport à sa rugosité de surface. Sa rugosité est caractérisée par un coefficient  $\bar{\theta}$  défini en section 5.3. La courbe représente la réflectance d'une lame de glace de 20mm d'épaisseur de glace d'eau à 270 K ( $n = 1.3$  et  $k = 1.10^{-6}$  pour  $\lambda = 1\mu m$ ), à une longueur d'onde de  $1\mu m$ , et contenant 1000ppmv d'inclusions de  $100\mu m$  de rayon, en fonction du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . Les autres paramètres sont fixes. Les indices optiques des inclusions sont :  $n = 1.1$  et  $k = 1.10^{-3}$ . Ces indices optiques correspondent aux courbes rouges des figures 6.6, 6.7 et 6.8. Une rugosité de surface importante signifie une grande diversité dans la distribution des pentes. Ceci amène donc à une probabilité plus importante de satisfaire les conditions de réflexion spéculaire définies en section 5.3., et donc à une augmentation du nombre de rayons réfléchis à la première interface, soit un nombre plus important de rayons qui n'entrent pas dans le système. Une grande rugosité signifie donc moins d'énergie introduite dans la surface, et donc un facteur de réflectance diffuse plus faible, ce qui est confirmé par la figure 6.9. On peut néanmoins remarquer que l'ordre de grandeur de variation de la réflectance due à la variation de rugosité est assez faible (sans être négligeable) comparativement aux variations de réflectance causées par d'autres paramètres tels que l'épaisseur de la couche. Ceci est principalement dû à l'intervalle de variation restreint du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . En effet, comme on a pu le voir en section 6.2, et plus particulièrement avec les figures 6.3 et 6.4, la définition de la densité de probabilité de distribution des pentes à la surface entraîne des limitations importantes, que l'on pourra surmonter à l'avenir en normalisant cette fonction  $a(\vartheta, \zeta)$ .

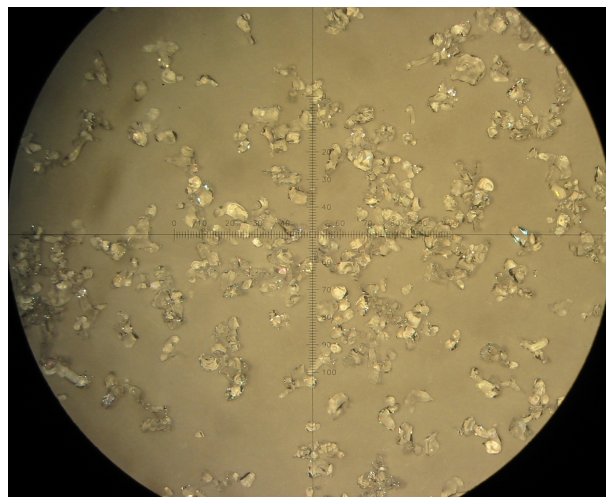
## 6.4 Conclusion

La plupart des éléments constitutifs de ce modèle ont déjà été validés par des études indépendantes. L'objet de cet étude était de valider numériquement les éléments qui ne l'étaient pas déjà. C'est le cas

des intégrations par maillage adaptatif. La conservation de l'énergie, principe fondamental en physique, devait donc être vérifiée pour valider le modèle et délimiter plus précisément son domaine d'applicabilité. On a pu montrer que dans les limites d'un paramètre de rugosité  $\bar{\theta} < 5^\circ$  et pour des angles d'incidence ou d'émergence ne dépassant pas les  $80^\circ$ , l'énergie était conservée de manière satisfaisante (erreur  $< 2\%$ ), et le modèle pouvait être utilisé. Nous avons montré que dans le cas d'une contamination de la matrice par un unique type d'inclusion, le modèle se comportait en accord avec ce qui était attendu. Nous avons pu par ailleurs optimiser pendant ces tests le nombre de pas d'intégration, pour avoir une précision suffisante dans les résultats et un temps de calcul minimal.

# Chapitre 7

## Validations expérimentales du modèle : glace colonnaire et neige d'Arselle



Observation au microscope de neige naturelle recueillie à la station de Chamrousse, coté Arselle (Zoom x10 : 15 graduations/mm).

Dans ce chapitre, nous présentons les premières validations expérimentales du modèle développé au chapitre 5. Pour cela, nous utilisons des mesures de BRDF effectuées sur des lames de glaces quasi-pures, à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble par Olivier Brissaud. Ces mesures, décrites en Section 7.1 ont été réalisées sur le spectro-gonio-radiomètre décrit dans (Brissaud *et al.* , 2004).

Après une application de la méthode d'inversion aux différents cas étudiés (Section 7.2.1), nous présentons des validations portant sur la distribution d'énergie dans le lobe spéculaire (Section 7.2.2), en lien avec la rugosité de la surface, ainsi que sur l'épaisseur de la lame de glace (Section 7.2.3). Des mesures ont été effectuées sur différents échantillons, et les paramètres du modèle de transfert radiatif (ici la rugosité  $\bar{\theta}$ , l'épaisseur  $L$ , et la taille des grains de neige  $\rho$ ) ont été inversés en suivant la méthode décrite en section 4.3.

Nous montrons que le modèle reproduit les données de manière satisfaisante, et que les résultats de l'inversion sont cohérents avec des mesures indépendantes.

## 7.1 Description de l'expérience

### 7.1.1 Spectro-radiogoniomètre

Les spectres en réflectance bidirectionnelle ont été mesurés avec le spectrogonio-radiomètre développé à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble. Cet instrument est décrit en détail dans une publication d'Oliver Brissaud *et al.* (Brissaud *et al.* , 2004). Les données collectées consistent en des spectres dans l'infrarouge proche, pour des angles d'incidence compris entre  $40^\circ$  et  $60^\circ$ , des émergences entre  $0^\circ$  et  $50^\circ$ , et des azimuts entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ . L'échantillon est éclairé par une source monochromatique et parallèle (divergence  $< 1^\circ$ ), et le spectre dans le proche infrarouge (de  $0.800\mu m$  à  $2\mu m$ ) est mesuré par un capteur photovoltaïque InSb. Ce détecteur est caractérisé par une ouverture angulaire de  $4.2^\circ$ , qui résulte à un champ de vue au niveau de l'échantillon d'environ  $20mm$  de diamètre. L'échantillonnage angulaire de la mesure peut atteindre au maximum  $0.1^\circ$ , avec une reproductibilité de  $0.002^\circ$ . Cependant, un petit défaut d'ajustement de l'échantillon dans l'appareil peut aboutir à un décalage angulaire général notable sur la mesure.

### 7.1.2 Mesures de spectres de lames de glace

Les échantillons de glace ont été obtenus en sciant des plaques de glace colonnaire artificielle en tranches le plus parfaitement planes possible. Ces tranches ont ensuite été déposées sur de la neige naturelle compactée, provenant d'Arselle (station de Chamrousse) dans les Alpes. Ils seront donc modélisés dans les simulations de transfert radiatif comme étant composés d'une lame de glace d'eau pure surmontant un substrat granulaire composé de neige tassée, comme représenté sur le schéma de la Figure 7.2. Les mesures ont été effectuées en chambre froide (à  $263K$ ), pour éviter au maximum que les échantillons se

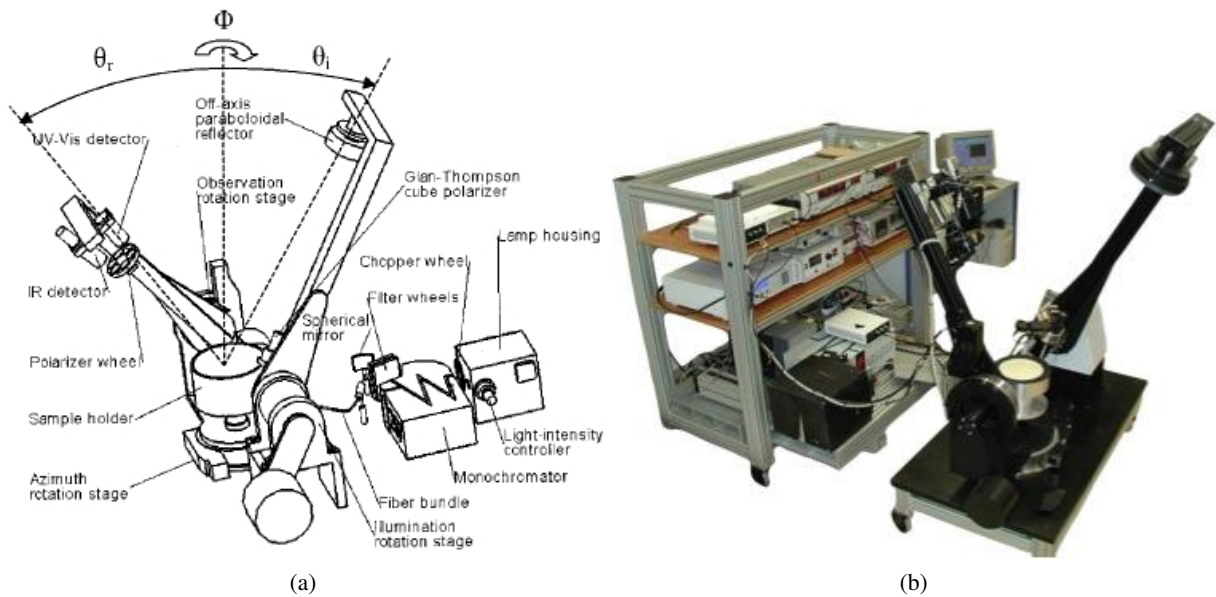


FIGURE 7.1 – (a) Représentation schématique du spectrogonio-radiomètre développé à l’Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble (Brissaud *et al.*, 2004), (b) photo du dispositif, et de son alimentation. Figures issues de la publication scientifique décrivant le dispositif en détails.

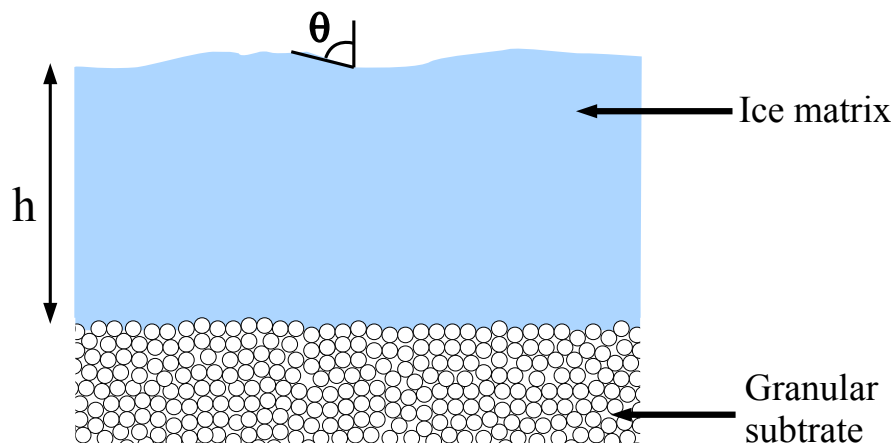


Figure 7.2: Schéma représentant la surface telle que décrite par le modèle de transfert radiatif : une lame de glace d’épaisseur  $h$  et de rugosité de surface  $\bar{\theta}$  surmontant un substrat granulaire de glace d’eau, de taille caractéristique de grain  $\rho$ .



dégradent pendant le temps de mesure. Cependant, même en chambre froide, les échantillons de glace ou de neige sont instables. En effet, l'air ambiant étant très sec, la glace se sublime progressivement. Notons qu'un air plus humide ne serait pas une solution à ce problème, car cela entraînerait la formation de givre sur les surface froides, et donc sur les échantillons et les capteurs. L'instabilité des échantillons au cours des expériences a été évaluée. Les tailles de grains de la neige changeaient au cours des mesures, et l'épaisseur des tranches de glace diminuait de 0.343 mm/jour. Chaque échantillon nécessite un temps de mesure d'environ 10h. Pour chacune des mesures, les tranches de glace sont parfaitement cassées en deux, et leur épaisseur est mesurée en cinq points différents. Les lames de glace ne sont pas parfaitement planes : une incertitude pour les mesures d'épaisseur a été évaluée à  $2\sigma$  entre 0.27 mm et 1.35 mm selon les échantillons. Elles sont ensuite placées sur la neige tassée, et l'ensemble est introduit dans le spectrogonio-radiomètre. Pour corriger un potentiel défaut d'horizontalité de la surface, l'échantillon est placé en rotation à l'intérieur de l'appareil de mesure.

#### 7.1.2.1 Lobe spéculaire

Le lobe spéculaire a été mesuré pour un échantillon (l'échantillon 3 décrit dans le paragraphe suivant) de glace 12.51 mm d'épaisseur, reposant sur de la neige naturelle d'Arselle compactée. 63 différentes géométries ont été échantillonnées, pour une illumination à une incidence de  $50^\circ$ , et un émergence entre  $45^\circ$  et  $55^\circ$ , et un azimut entre  $170^\circ$  et  $180^\circ$ . Une mesure pour la longueur d'onde de  $1.5 \mu\text{m}$  est représentée sur la figure 7.7a. L'échantillonnage angulaire est de  $1^\circ$  en émergence et en azimut pour les géométries comprises entre  $47^\circ$  et  $53^\circ$  d'émergence et entre  $175^\circ$  et  $180^\circ$  en azimut.

#### 7.1.2.2 Spectres de réflectance diffuse

Des mesures ont aussi été effectuées en dehors du lobe spéculaire, sur trois lames de glaces de différentes épaisseurs. Les trois épaisseurs ont été mesurées à l'aide d'un pied à coulisse en différents points pour chacun des échantillons. Les mesures donnent respectivement les épaisseurs suivantes pour les échantillons 1, 2 et 3, avec une incertitude à  $2\sigma$  :  $h_1 = 1.42 \pm 0.47 \text{ mm}$ ,  $h_2 = 7.45 \pm 0.84 \text{ mm}$ ,  $h_3 = 12.51 \pm 2.7 \text{ mm}$ . Le facteur de réflectance bidirectionnelle (BRDF) a été échantillonnée pour 39 géométries respectivement pour des angles d'incidence, d'émergence et d'azimut de  $[40^\circ, 50^\circ, 60^\circ]$ ,  $[0^\circ, 10^\circ, 20^\circ]$  et  $[0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 140^\circ, 160^\circ, 180^\circ]$ .

#### 7.1.2.3 BRDF de la neige et isotropisation

Des mesures de BRDF de neige seule ont aussi été effectuées. L'objectif de ces mesures est de caractériser l'effet d'une fine couche de glace couvrant un substrat de neige, à la fois sur la dimension spectrale de la mesure, mais aussi sur la dimension angulaire de la mesure. En effet, la neige est un matériau connu pour être directif, c'est à dire que l'intensité du rayonnement qu'elle réfléchit dépend de la direction de laquelle on l'observe, comme illustré sur la Figure 5.1 (dans le cas de la neige, cette diffusion se fait préférentiellement vers l'avant). À l'inverse, le modèle de transfert radiatif utilisé considère le rayonnement

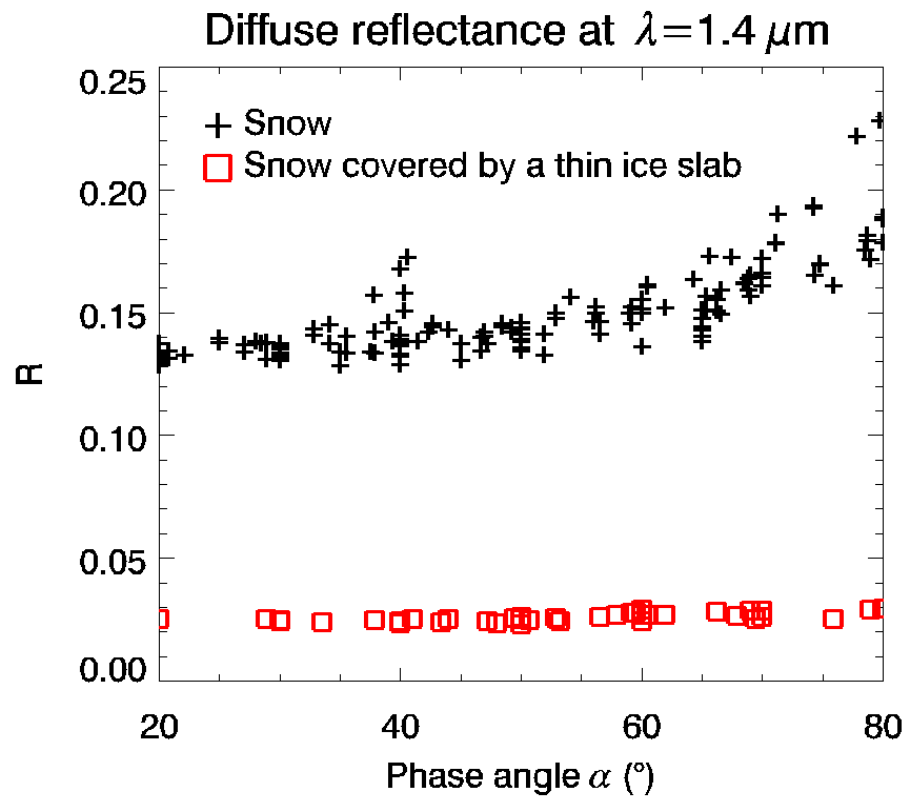


FIGURE 7.3 – Facteur de réflectance pour la longueur d’onde de  $1.4 \mu\text{m}$  en fonction de l’angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d’une fine couche de glace d’épaisseur  $1.42 \pm 0.47 \text{ mm}$  (carrés rouges). L’effet de la couche de glace n’est pas seulement d’abaisser le niveau de réflectance comme on peut le constater aisément, mais aussi d’isotropiser le rayonnement.

du substrat granulaire comme quasi-lambertien (Figure 5.1b). Ceci peut paraître contradictoire. Des mesures on donc été effectuées, et sont représentées sur les figures 7.3 et 7.4. On peut y noter les deux effets majeurs qu’une lame de glace peut avoir sur la réflectance d’une surface. Le premier, et le plus intuitif, est d’abaisser le niveau de réflectance. À une longueur d’onde où la glace est un milieu très absorbant, comme c’est le cas à  $1.4 \mu\text{m}$ , et comme les parcours optiques dans une lame de glace compacte sont beaucoup plus longs que dans un matériau granulaire (il y a moins de réflexions et de diffusions), cet effet est tout à fait attendu. Le deuxième effet est de diminuer la directivité de la surface. La Figure 7.4, représentant la réflectance en fonction de l’angle de phase, pour de la neige seule et pour cette même neige, mais surmontée d’une fine lame de glace, illustre bien cet effet. On peut donc conclure de cette expérience que même si l’hypothèse d’isotropisation du rayonnement à la seconde interface peut paraître brutale, elle est validée expérimentalement : une fine couche de glace d’une épaisseur de  $1.42 \pm 0.27 \text{ mm}$  est suffisante pour fortement diminuer la directivité de la surface.

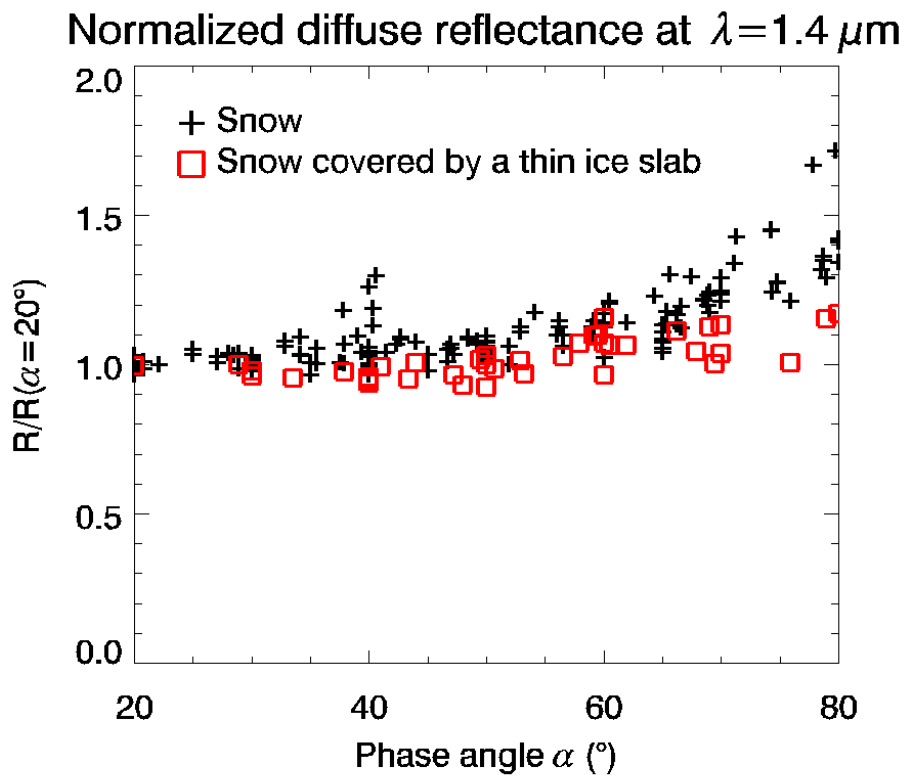


FIGURE 7.4 – Facteur de réflectance pour la longueur d'onde de  $1.4 \mu\text{m}$  en fonction de l'angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d'une fine couche de glace d'épaisseur  $1.42 \pm 0.47 \text{ mm}$  (carrés rouges), normalisées par la valeur à l'angle de phase  $\alpha = 20^\circ$ . On constate donc ici que même une fine couche de glace recouvrant un substrat de neige a un fort effet sur la directivité de la surface. Ceci permet de justifier l'approximation d'isotropisation faite dans le modèle, et donc la description de la contribution du substrat de neige en n'utilisant que son albédo de diffusion simple.

## 7.2 Inversion des spectres de laboratoire

### 7.2.1 Méthode

Nous avons développé une méthode d'inversion, détaillée au chapitre 4.3 dont le but est l'analyse massive de données de spectro-imagerie spatiale. Cette méthode doit être rapide tout en gardant les bonnes propriétés de l'inversion bayésienne pour propager les incertitudes. La rapidité est aussi un pré-requis du modèle direct de transfert radiatif détaillé en section III. Cette méthode se déroule en deux étapes totalement disjointes. La première est de générer une base de données, ou LUT. Cette base de données doit être représentative de la variabilité du modèle. La création de cette LUT suppose de connaître *a priori* le domaine de variation des différents paramètres au moins de manière grossière. La deuxième étape consiste à comparer cette base de données à des séries de mesures. Lors de cette deuxième étape, on détermine le jeu de paramètres correspondant aux données réelles permettant de déterminer la précision des paramètres obtenus.

Pour générer la base de spectres synthétiques, on utilise le modèle direct décrit section III, avec des constantes optiques pour la glace d'eau à 270 K déterminées par des mesures de laboratoire. Nous avons combiné les jeux de données de S. Warren (Warren & Brandt, 2008) et de B. Schmitt (Schmitt *et al.*, 1998), en faisant la jonction à la longueur d'onde  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , le premier jeu pour les longueurs d'ondes les plus courtes, et le second pour celles supérieures à  $1 \mu\text{m}$ . L'objectif ici était de privilégier le jeu de données de B. Schmitt, à plus haute résolution spectrale et largement utilisé dans la communauté pour sa fiabilité, mais devenant trop bruité pour les longueurs d'ondes inférieures à  $1 \mu\text{m}$ . La jonction entre les deux jeux de données se fait sans discontinuité.

Dans le cas des expériences menées et décrites en section 7.1, il est possible de déterminer le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  d'après uniquement les spectres observés. En effet, lors de ces expériences, seules la rugosité, l'épaisseur de la couche et la taille de grains de la neige sont inconnues. La rugosité de la surface est inconnue car elle est très difficile à mesurer : il faudrait faire une mesure de la topographie de la surface à très haute résolution, cela nécessitant un équipement qui n'était pas disponible lors des expériences. La taille des grains de neige ne peut quant à elle être facilement mesurée, car elle évolue pendant les mesures. L'épaisseur des lames de glace est quant à elle connue, mais nous la laissons volontairement inconnue, pour permettre de valider la méthode, en montrant que l'on peut retrouver par inversion du transfert radiatif les épaisseurs que l'on a mesurées en laboratoire. Or, dans ces trois paramètres, seul  $\bar{\theta}$  intervient dans les caractéristiques du lobe spéculaire, si on se place à une longueur d'onde pour laquelle la contribution diffuse est nulle. C'est le cas à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  par exemple, pour une lame de glace d'eau pure de 12.51 mm d'épaisseur comme on peut le voir clairement sur les figures 7.5, 7.6 et 7.7a. On peut en effet y voir que la réflectance est nulle en dehors du lobe spéculaire, ce qui atteste d'une contribution diffuse nulle ou négligeable.

En utilisant les mesures effectuées uniquement sur le spéculaire, nous pouvons donc déterminer indépendamment le paramètre de rugosité, puis réutiliser cette valeur pour la détermination des deux autres paramètres. En faisant cela, nous supposons que la rugosité change suffisamment peu d'une expérience à l'autre pour influencer seulement de manière négligeable la réflectance diffuse. Ceci est justifié par le

protocole expérimental, qui permet de scier les plaques de glace artificielles de manière reproductible, et donc d'avoir un état de surface similaire d'une mesure à l'autre.

### 7.2.1.1 Lobe spéculaire

Pour étudier le lobe spéculaire, nous considérons la tache entière comme un bloc de données unique. En effet, la mesure d'un seul pixel ne permettrait pas de contraindre sa forme et son intensité. En revanche, le paramètre de rugosité est indépendant de la longueur d'onde, et il serait donc redondant de l'inverser pour un spectre entier. Nous ne considérons donc qu'une seule longueur d'onde, choisie pour respecter la condition d'une contribution diffuse nulle. Nous avons retenu comme mentionné précédemment la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ .

Nous avons simulé à l'aide du modèle direct les taches spéculaires telles qu'elles seraient mesurées pour chaque paramètre de rugosité compris entre  $0.1^\circ$  et  $5^\circ$ , avec un pas d'échantillonnage de  $0.01^\circ$ , et en utilisant les constantes optiques de l'eau fournies par la littérature (Schmitt *et al.*, 1998). Pour comparer cette base de données synthétiques aux mesures, nous utilisons la méthode bayésienne décrite au chapitre 4.3. Nous définissons donc une fonction de vraisemblance comme suit :

$$L = \exp \left( -\frac{1}{2} \times {}^t (d_{sim} - d_{mes}) \bar{\bar{C}}^{-1} (d_{sim} - d_{mes}) \right) \quad (7.1)$$

avec  $d_{sim}$  et  $d_{mes}$  des vecteurs de  $n_{geom}$  éléments,  $n_{geom}$  étant le nombre de géométries échantillonnées (63 dans cette étude). Ils représentent respectivement les réflectances simulées et mesurées pour toutes les géométries, à une longueur d'onde donnée.  $\bar{\bar{C}}$  est une matrice de taille  $n_{geom} \times n_{geom}$ . Elle représente les incertitudes sur les données. Dans notre cas, elle est diagonale, et ses coefficients correspondent aux niveaux d'incertitude fournis par la documentation technique de l'instrument (Brissaud *et al.*, 2004). Dans le cadre bayésien, en supposant les erreurs comme gaussiennes,  $L$  représente la densité de probabilité *a posteriori* dans l'espace des paramètres. Le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  retourné par l'inversion sera décrit par sa densité de probabilité *a posteriori* normalisée :

$$\mathcal{P} \{ \bar{\theta}(i) \} = \frac{L(i) d\bar{\theta}}{\sum_j L(j) d\bar{\theta}} = \frac{L(i)}{\sum_j L(j)} \quad (7.2)$$

La meilleure solution est celle pour laquelle  $\bar{\theta}(i)$  a la plus grande probabilité. La PDF dans son ensemble peut être décrite par sa moyenne :

$$\langle \bar{\theta} \rangle = \frac{\sum_i \bar{\theta}(i) L(i)}{\sum_i L(i)} \quad (7.3)$$

et son écart type associé :

$$\sigma_{\langle \bar{\theta} \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_i (\bar{\theta}(i) - \langle \bar{\theta} \rangle)^2 L(i)}{\sum_i L(i)}} \quad (7.4)$$

Nous donnons les résultats avec des barres d'erreur à  $2\sigma$ , et donc le résultat de l'inversion pour  $\bar{\theta}$  sera :

$$\bar{\theta}_r = \langle \bar{\theta} \rangle \pm 2\sigma_{\langle \bar{\theta} \rangle} \quad (7.5)$$

### 7.2.1.2 Réflectance diffuse

En dehors du lobe spéculaire, la dimension spectrale devient indispensable pour contraindre le modèle. Nous avons donc utilisé pour la suite les données complètes contenant 61 longueurs d'onde comprises entre  $0.8\mu\text{m}$  et  $2.0\mu\text{m}$ . Nous avons donc généré une base de données synthétique à la haute résolution spectrale ( $4.10^{-2}\text{nm}$ ) requise par la variabilité des constantes optiques de l'eau, en utilisant le jeu de constantes optiques pour la glace d'eau à 270 K issu des données de S. Warren (Warren & Brandt, 2008) et de B. Schmitt (Schmitt *et al.*, 1998), et en utilisant la valeur de rugosité obtenue avec les données du lobe spéculaire (voir section 7.2.1.1 pour la méthode et section 7.2.2 pour les résultats). La légère différence de 7 K entre la température utilisée pour les constantes optiques et la température de la chambre froide a une influence négligeable.

Nous avons échantillonné 17085 combinaisons de deux paramètres : un échantillonnage régulier pour le paramètre  $p_1$ , l'épaisseur de la lame de glace, 0 mm à 20 mm d'épaisseur (noté  $i = [1, 201]$ ), avec un pas de 0.1 mm (noté  $dp_1$ ). Nous n'avons pas jugé nécessaire d'aller plus loin, les lames expérimentales ne dépassant jamais 13 mm d'épaisseur. Pour la taille de grain du substrat de neige, nous avons choisi d'explorer plus largement l'espace, en échantillonnant de  $2\mu\text{m}$  à  $25\mu\text{m}$  tous les  $1\mu\text{m}$  et de  $25\mu\text{m}$  à  $1500\mu\text{m}$  tous les  $25\mu\text{m}$ , (noté  $j = [1, 85]$ , et les  $dp_2(j)$  correspondants). L'espace est donc pavé de manière irrégulière avec  $dp(i, j) = dp_1 \cdot dp_2(j)$ . Nous n'avons pas échantillonné les tailles de grains plus grandes, car nous les considérons irréalistes. Il faut savoir que si on s'aperçoit après l'inversion que la LUT est de taille insuffisante, ou que le pas d'échantillonnage, n'est pas adapté, il est possible de la compléter. Il est aussi possible de diminuer sa taille s'il s'avère qu'on a échantillonné au delà de l'ensemble des possibles, ou sur-échantillonné (par rapport aux niveaux d'incertitudes *a posteriori*). Cela n'améliorera pas le résultat, mais permettra de gagner en temps de calcul sans perdre d'information. Nous avons échantillonné ces 17085 combinaisons pour les 39 géométries de mesure.

Pour l'étape d'inversion, nous utilisons la même méthode que celle décrite en section 7.2.2, c'est à dire en utilisant la norme  $L$  décrite par l'équation 7.1. Cependant, les données ont été inversées de deux manières différentes : d'abord, nous avons inversé les 39 spectres obtenus pour les différentes géométries de mesure de manière indépendante, puis nous avons inversé la BRDF dans son ensemble. Dans le premier cas, les vecteurs  $d_{sim}$  et  $d_{mes}$  sont des vecteurs de dimension  $n_b$ , avec  $n_b$  le nombre de bandes spectrales utilisées ( $n_b = 61$ ).  $\bar{C}$  doit donc être une matrice de taille  $n_b \times n_b$ , et représente toujours le niveau d'incertitude du détecteur. Comme les niveaux fournis dans la documentation (Brissaud *et al.*, 2004) sont en pourcentage, la matrice  $\bar{C}$  est différente pour chacune des 39 inversions indépendantes.

Nous représenterons les résultats de la même manière que précédemment (section 7.2.2), c'est à dire en terme de densités de probabilités *a posteriori*, de valeur moyenne et d'écart type. Cependant, il y aura cette fois-ci deux paramètres à inverser. Les densités de probabilités seront donc des fonctions s'appliquant à un espace de dimension 2. Pour que les résultats restent tout de même lisibles, nous traçons les densités de probabilités marginales pour chacun des paramètres. Nous rappelons ici la méthode générale utilisée et décrite en Section 4.3, s'appliquant à l'inversion de  $n_p$  paramètres, avec  $n_p \geq 2$ . Dans cette étude, nous inversons seulement l'épaisseur de la couche et la taille des grains du substrat, et donc  $n_p = 2$ .

On définit toujours une fonction de vraisemblance comme :

$$L = \exp \left( -\frac{1}{2} \times {}^t (d_{sim} - d_{mes}) \bar{\bar{C}}^{-1} (d_{sim} - d_{mes}) \right) \quad (7.6)$$

La densité de probabilité *a posteriori*, ou PDF (*Probability Density Function*) pour deux paramètres est décrite par :

$$\mathcal{P}\{p(i, j)\} = \frac{L(i, j) dp(i, j)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)} \quad (7.7)$$

Pour un paramètre  $p_1$  donné, la PDF marginale de la solution est :

$$\mathcal{P}\{p_1(i)\} = \frac{L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)} \quad (7.8)$$

avec  $L'(i) = \sum_j L(i, j) dp_2(j)$ . La meilleure solutions est celle pour laquelle le paramètre  $p_1(i)$  a la plus grande probabilité. Sa PDF marginale peut être décrite par sa moyenne :

$$\langle p_1 \rangle = \frac{\sum_i p_1(i) L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)} \quad (7.9)$$

et son écart type associé :

$$\sigma_{\langle p_1 \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_i (p_1(i) - \langle p_1 \rangle)^2 L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)}} \quad (7.10)$$

De même que pour la rugosité, nous donnons des barres d'erreurs à  $2\sigma$ , et donc le résultat de l'inversion pour le paramètre  $p_1$  sera :

$$p_{1r} = \langle p_1 \rangle \pm 2\sigma_{\langle p_1 \rangle} \quad (7.11)$$

Deux types d'inversion ont été conduits pour ces mesures. D'abord, chaque spectre a été inversé de manière indépendante : on a donc mené 39 inversions indépendantes pour chacun des trois échantillons. Dans ce cas,  $d_{sim}$  et  $d_{mes}$  sont respectivement les spectres simulés et mesurés, et sont donc des vecteurs de dimension  $n_b$ , avec  $n_b$  le nombre de bandes spectrales (61 dans cette étude).  $\bar{\bar{C}}$  est alors une matrice de dimension  $n_b \times n_b$ . On considère chaque longueur d'onde comme étant une mesure indépendante, et donc la matrice générée est diagonale et ses valeurs correspondent aux niveaux d'erreur fournis par la documentation technique de l'instrument (Brissaud *et al.*, 2004). Comme l'incertitude sur la mesure est fournie en pourcentage de la valeur mesurée, la matrice  $\bar{\bar{C}}$  sera différente pour chacune de ces inversions indépendantes.

Dans un deuxième temps, nous avons inversé la BRDF de chacun des échantillons comme un bloc de données unique et indivisible. Dans ce cas,  $d_{sim}$  et  $d_{mes}$  sont respectivement les BRDF simulées et mesurées, et sont donc des vecteurs de dimension  $n_b \times n_{geom}$ , avec  $n_b$  le nombre de bandes spectrales (61 dans cette étude) et  $n_{geom}$  est le nombre de géométries échantillonnées (39 dans cette étude).  $\bar{\bar{C}}$  est donc cette fois-ci une matrice diagonale de dimensions  $(n_b \times n_{geom}) \times (n_b \times n_{geom})$  contenant une fois de plus les niveaux d'erreur sur la mesure.

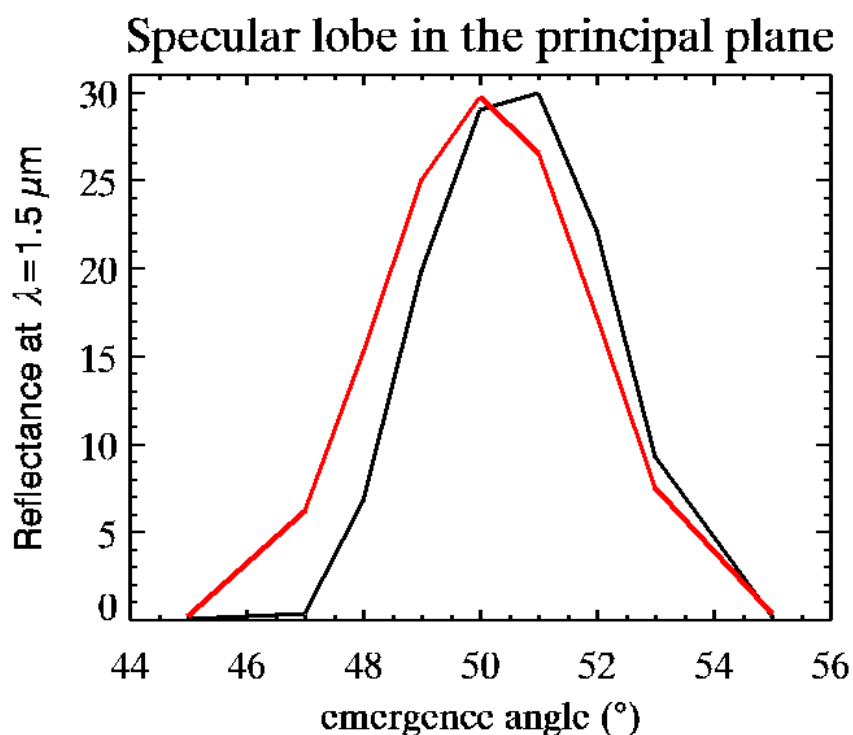


FIGURE 7.5 – Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de  $50^\circ$ . On remarque que le lobe spéculaire mesuré n'est pas centré sur l'émergence de  $50^\circ$ . Au contraire, le lobe simulé correspondant au meilleur ajustement est bien centré sur l'émergence de  $50^\circ$  correspondant à l'optique géométrique. On note tout de même une légère dissymétrie de ce lobe, plus intense vers l'avant. Ceci semble être le cas aussi pour la mesure. On déduit que les optiques du détecteur sont probablement très légèrement désaxées.

### 7.2.2 Résultat sur la rugosité d'après les mesures du lobe spéculaire

Nous avons généré une LUT dans les mêmes conditions d'observation (décrites en section 7.1.2) : pour rappel, une lame de glace d'eau pure de  $12.5 \text{ mm}$  d'épaisseur surmontant un substrat granulaire de neige composé de grains de  $1000 \mu\text{m}$ . La taille de grains n'a ici aucune importance, car à la longueur d'onde de  $1.5 \mu\text{m}$ , le rayonnement n'atteint pas le substrat pour cette épaisseur de lame. Le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  a été échantillonné entre  $0.1^\circ$  et  $5^\circ$  à un pas de  $0.01^\circ$ .

Nous avons donné le même poids à chaque géométrie de mesure dans l'inversion, et toutes les géométries de mesure ont été prises en compte (voir Section 7.2.1.1). Cependant, par souci de lisibilité, nous avons représenté sur les figures 7.5 et 7.6 le lobe spéculaire uniquement dans le plan principal. Ceci permet de donner une représentation plus claire des niveaux de réflectance que la représentation de la figure 7.7. Cette dernière a en revanche l'avantage de donner une bonne impression générale de la géométrie et de la qualité de l'inversion.

La figure 7.5 présente les facteurs de réflectance mesurés et simulés dans le plan principal pour le meilleur ajustement obtenu. Le lobe spéculaire mesuré n'est pas centré sur l'émergence de  $50^\circ$ , comme on devrait



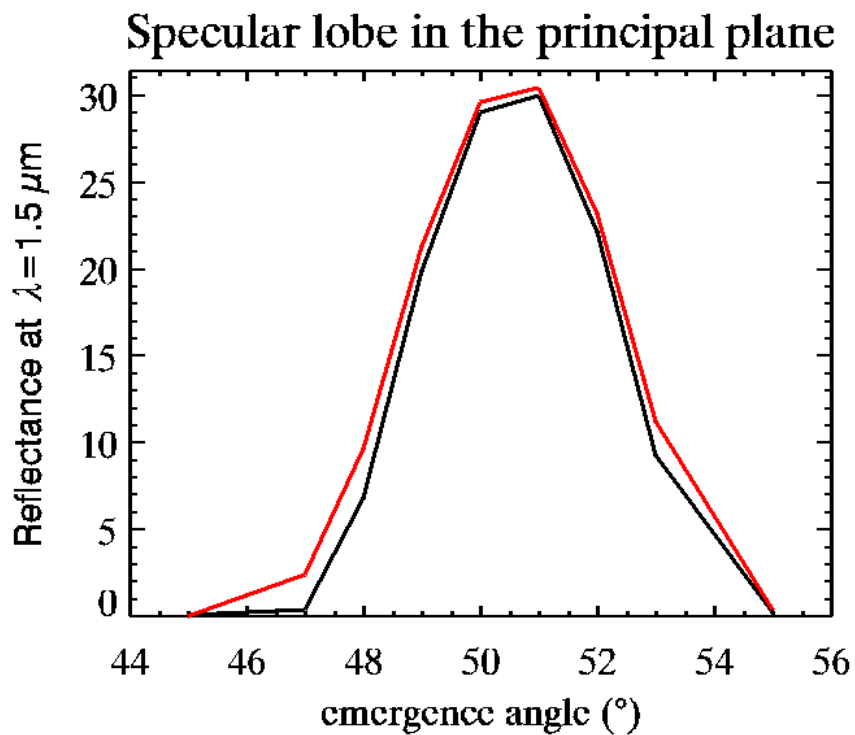


FIGURE 7.6 – Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de  $50^{\circ}$ . Un léger désaxage du détecteur entraînant un décalage de  $-0.5^{\circ}$  dans la mesure des angles d'émergence et de  $-0.2^{\circ}$  dans celle des angles d'azimut a été simulé. Les simulations reproduisent dans ce cas très bien les données.

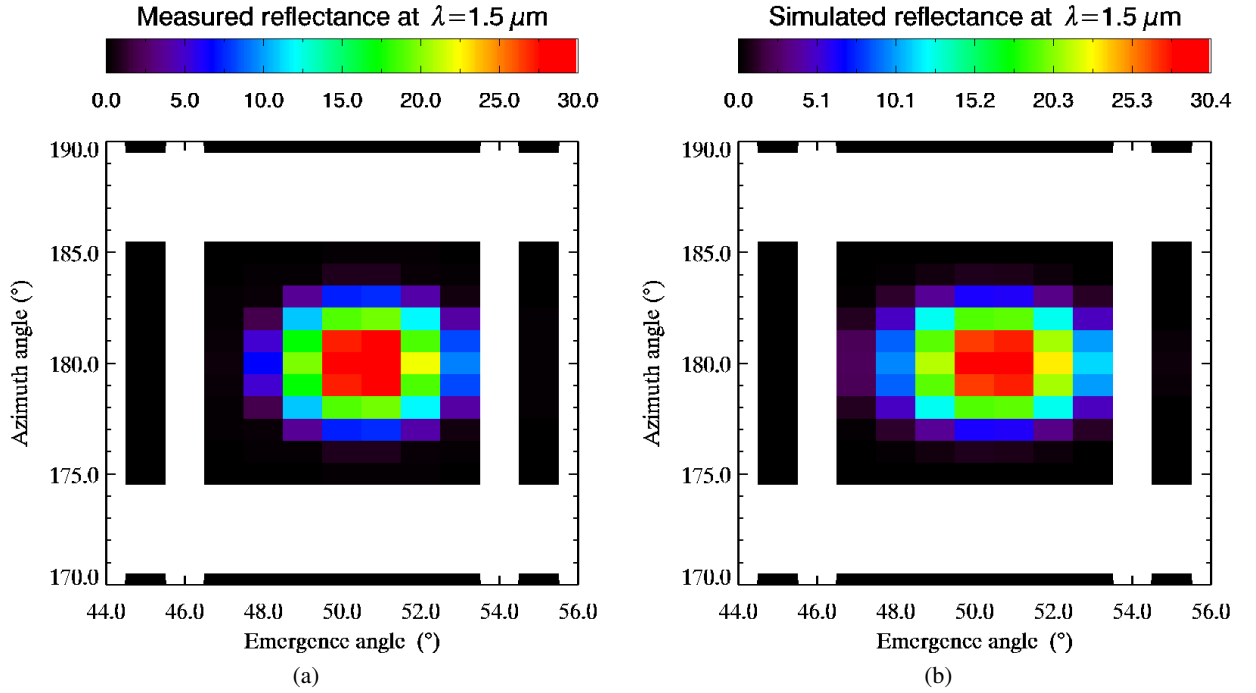


FIGURE 7.7 – Facteur de réflectance mesuré (a) et simulé (b), à la longueur d’onde  $\lambda = 1.5 \mu m$ , pour un angle d’incidence de  $50^\circ$ . La simulation a été faite en supposant le léger décalage de  $-0.5^\circ$  en émergence et  $-0.2^\circ$  en azimuth que l’on a pu déduire à l’aide des figures 7.5 et 7.6. La forme ainsi que l’intensité du lobe spéculaire sont très bien reproduites.

s’y attendre. Il semble plutôt centré autour d’une émergence de  $50.5^\circ$ . Ceci suggère un possible défaut d’alignement de l’axe de rotation de l’échantillon par rapport aux axes optiques. Ce type de problème est courant, et résulte typiquement en un décalage général de la mesure de l’ordre de quelques dixièmes de degrés. À l’inverse, le lobe simulé correspondant est parfaitement centré sur l’émergence de  $50^\circ$  correspondant à l’optique géométrique. Cela renforce l’hypothèse d’un défaut d’ajustement. On note tout de même une légère dissymétrie du lobe spéculaire. Celui-ci est légèrement plus intense côté grandes émergences. On observe aussi une dissymétrie du lobe mesuré. Cependant, il est possible que celle-ci soit un artefact, dû au mauvais ajustement des optiques. Nous avons donc décidé de simuler de possibles défauts d’ajustements résultant à un décalage de la mesure inférieur à  $1^\circ$ , en générant de nouvelles LUT. Chacune de ces bases de données synthétiques échantillonne  $\bar{\theta}$  de la même manière que l’originale, mais en supposant un décalage différent, compris entre  $0^\circ$  et  $1^\circ$  en émergence et entre  $0^\circ$  et  $0.5^\circ$  en azimuth. Nous avons obtenu le meilleur accord avec les données pour un décalage de  $0.5^\circ$  d’émergence et de  $0.2^\circ$  d’azimut. Les réflectances simulées dans ces conditions et mesurées dans le plan principal sont représentées sur la figure 7.6. Cette fois-ci, on a un très bon accord entre modélisation et mesure : la forme ainsi que l’intensité du lobe spéculaire sont très bien reproduites. Nous avons donc utilisé la LUT correspondant à ce décalage pour faire le traitement statistique décrit en section 7.2.1.1.

La densité de probabilité *a posteriori* pour le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  est représentée figure 7.8. C’est une fonction très piquée, ce qui signifie que  $\bar{\theta}$  est très bien contraint par l’inversion. Le meilleur ajustement a été obtenu pour la valeur  $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ . Le résultat donné par l’inversion est  $\bar{\theta} = 0.424^\circ \pm 0.035^\circ$ .

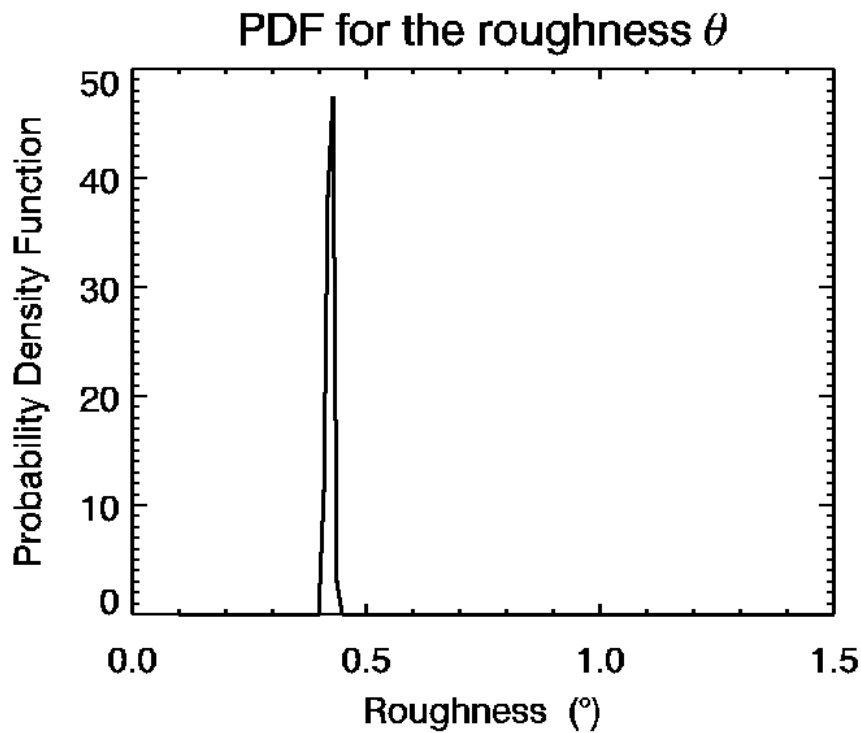


FIGURE 7.8 – Densité de probabilité *a posteriori* pour le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . La fonction est très piquée : le paramètre  $\bar{\theta}$  est donc très bien contraint. La valeur retournée par la méthode d'inversion est  $\bar{\theta} = 0.424^\circ \pm 0.035^\circ$ , avec le meilleur ajustement obtenu pour  $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ . Ces valeurs très faibles sont en accord avec la méthode de fabrication des lames de glace les plus plates possible.

Il n'est pas possible de valider ces résultats d'après des mesures expérimentales directes car nous ne disposons pas de méthode pour mesurer de manière fiable la valeur de  $\bar{\theta}$  d'un échantillon. Pour cela, il faudrait être capable de mesurer la topographie de chaque échantillon de glace à très haute résolution spatiale, puis ajuster le modèle de distribution des pentes  $a(\vartheta, \zeta)$ , à la distribution mesurée. Un dispositif capable de réaliser ces mesures n'était pas disponible pendant les expériences. Néanmoins, la valeur de  $\bar{\theta}$  donnée par l'inversion est faible, ce qui est le signe d'une surface très plane. Ceci est cohérent avec le protocole de fabrication des lames de glace. Par ailleurs, on peut supposer que la rugosité mesurée est en fait une rugosité apparente, produite durant la rotation de l'échantillon, qui serait plus grande que la rugosité réelle, et serait due à un défaut de parallélisme entre les deux faces de la lame de glace. Dans ce cas, l'incertitude sur l'épaisseur  $\Delta h$  serait la conséquence d'une pente globale  $\vartheta = \arctan\left(\frac{\Delta h}{L}\right)$ . Pour l'échantillon 3,  $L = 20$  mm et  $\Delta h = 1\sigma = 1.35$  mm et donc  $\vartheta = 0.39^\circ$ , ce qui est compatible avec la valeur estimée par l'inversion.

La mesure et le meilleur ajustement obtenu sont représentés dans leur ensemble côte à côte sur la figure 7.7. On peut apprécier la qualité de la reproduction des données par le modèle. En ajoutant le fait que la contrainte apportée par le modèle sur  $\bar{\theta}$  est très forte, on peut donc en conclure que la distribution de probabilité d'orientation des pentes  $a(\vartheta, \zeta)$  utilisée est une description réaliste, malgré son apparente simplicité (elle est entièrement caractérisée par un unique paramètre).

### 7.2.3 Résultats sur l'épaisseur de la lame de glace et de la taille de grains du substrat d'après les mesures spectrales

#### 7.2.3.1 Spectre par spectre

Pour inverser l'épaisseur de la lame de glace et la taille de grains du substrat granulaire pour les différents échantillons disponibles, nous avons utilisé les résultats déjà obtenus avec les mesures du lobe spéculaire. En effet, pour les rugosités très faibles déterminées en section 7.2.2, les variations de rugosité ont un effet négligeable sur la réflectance diffuse (voir section 6.3). Dans ce domaine, la rugosité a une influence sur la forme du lobe spéculaire, mais pas sur l'énergie contenue dans le lobe spéculaire. De plus, le protocole de fabrication des lames de glace étant reproductible, on peut raisonnablement supposer que la rugosité changera de manière négligeable d'un échantillon à l'autre. D'autre part, nous avons pu montrer que la rugosité est compatible avec un défaut de parallélisme des faces de la lame de l'ordre de  $0.39^\circ$ , la rugosité de la face devant être encore plus faible. Nous avons construit une base de données spectrales synthétique, comme détaillé en section 7.2.1.2, en laissant seulement deux paramètres libres que sont l'épaisseur de la lame et la taille des grains constituant le substrat. Deux types d'inversions ont été conduites sur la réflectance diffuse : d'abord, chaque spectre a été inversé de manière indépendante, puis la BRDF dans son ensemble a été inversée, pour chacun des échantillons.

La Figure 7.9 représente des exemples des meilleurs ajustements obtenus. Les géométries représentées ici correspondent aux meilleurs ajustements pour chaque échantillon. On remarque tout d'abord un bon accord entre les spectres modélisés et mesurés (les erreurs absolues sont représentées en bleu sur chaque courbe).

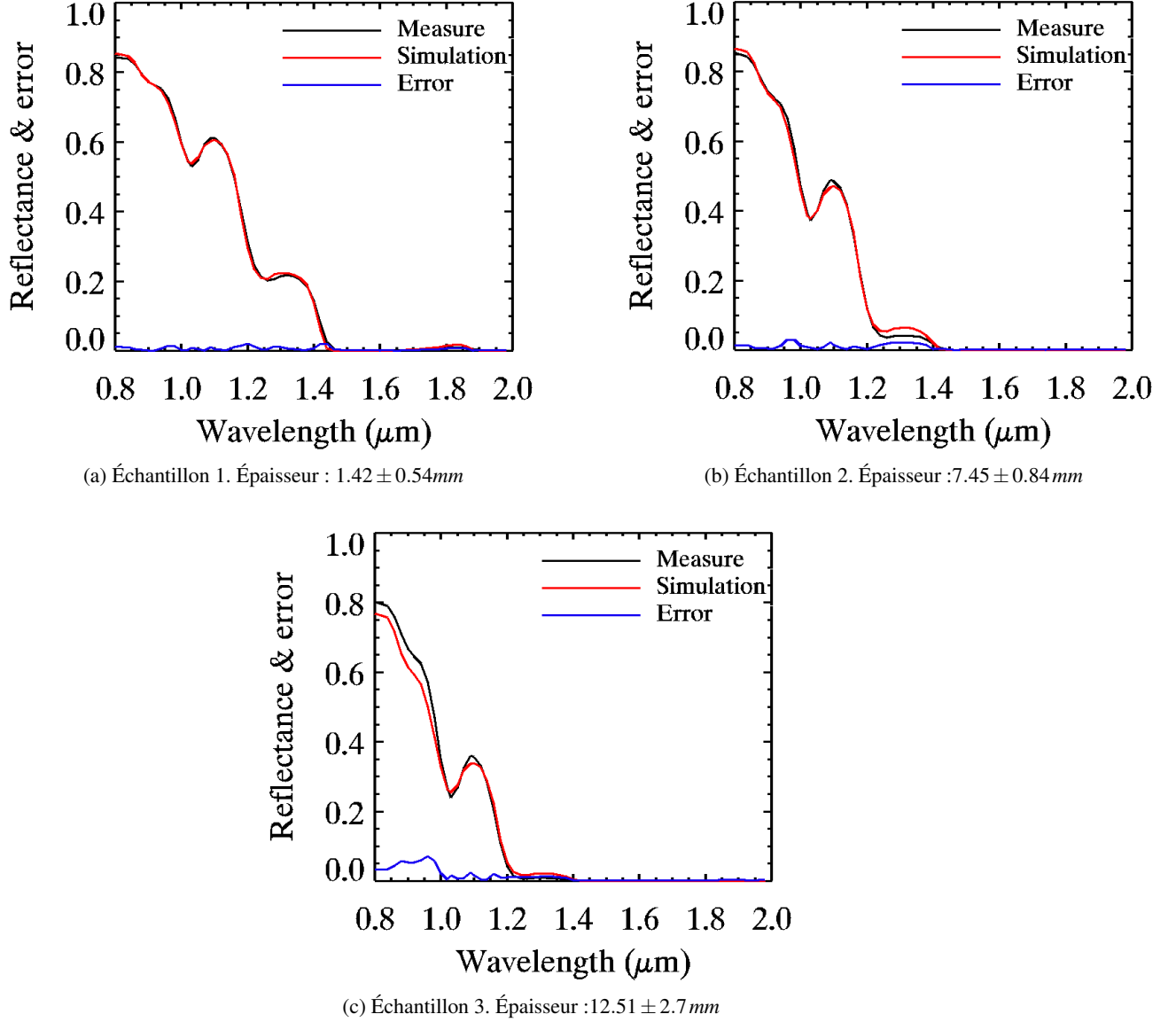


Figure 7.9: Mesure (en noir) et meilleur ajustement (en rouge) de la réflectance simulée, à la géométrie du meilleur ajustement pour chaque échantillon : à l'angle d'incidence  $40^\circ$ , d'émergence  $10^\circ$  et d'azimut  $140^\circ$  pour l'échantillon 1 (a), à l'angle d'incidence  $40^\circ$ , d'émergence  $20^\circ$  et d'azimut  $45^\circ$  pour l'échantillon 2 (b), et à l'angle d'incidence  $60^\circ$ , et d'émergence  $0^\circ$  pour l'échantillon 3 (c). Les valeurs d'épaisseur indiquées correspondent aux mesures effectuées au pied à coulisse avant chaque mesure, associées à leurs incertitudes à  $2\sigma$ . Les différences absolues sont représentées en bleu sur chacun des graphes. Les spectres simulés reproduisent dans l'ensemble les données de manière satisfaisante. Pour l'échantillon 3 (c), en revanche, les valeurs de réflectance dans l'intervalle  $0.8 \mu\text{m} - 1.0 \mu\text{m}$  ne sont pas très bien reproduites. Le modèle est incapable de reproduire les hauts niveaux de réflectance mesurés. Ceci peut être expliqué par un changement dans le protocole de mesure, pouvant mener à une condensation de givre entre le substrat de neige et la lame de glace.

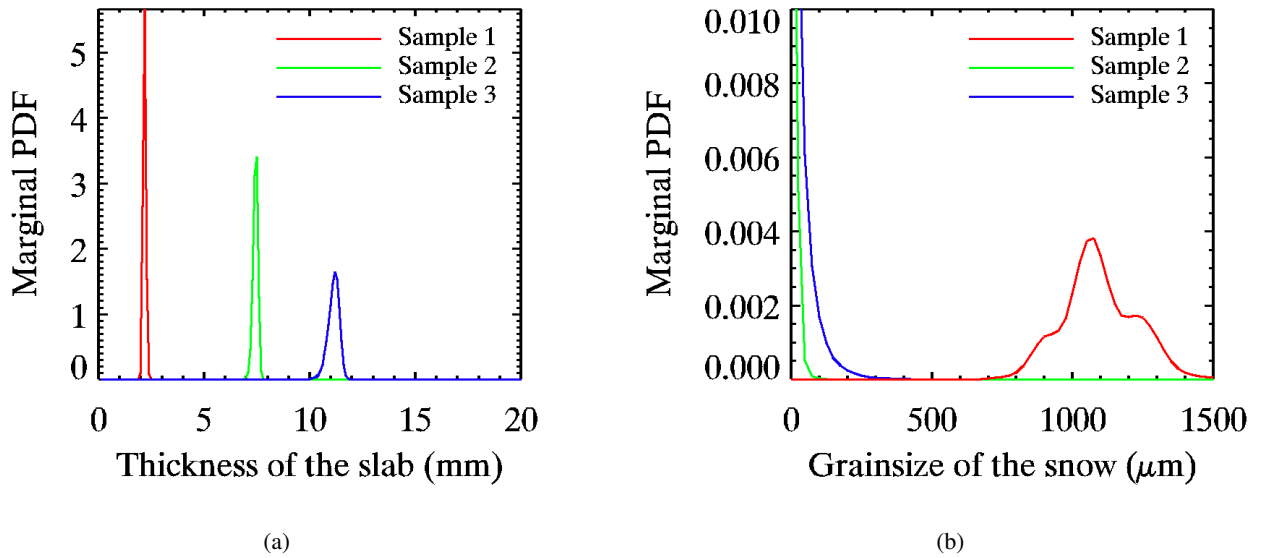


Figure 7.10: Densités de probabilités marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons, et pour les mêmes géométries que pour la figure 7.9. Pour l'épaisseur de la lame, les densités de probabilités sont très piquées et proche de gaussiennes (a). Au contraire, elles sont étalées en ce qui concerne la taille de grains du substrat (b). Cela signifie que l'épaisseur est bien contrainte et peut être déterminée avec précision, alors que la taille de grain de la neige a une influence limitée sur la réflectance de la surface, et ne peut donc pas être estimée avec une grande fiabilité.

La Figure 7.10 représente sur le même graphe les densités de probabilité marginales *a posteriori* associées aux ajustements précédents, pour les trois échantillons, la Figure 7.10a pour l'épaisseur de la lame de glace, et la Figure 7.10b pour les tailles de grains du substrat de neige. On remarque que l'épaisseur de la lame est bien contrainte par l'inversion, comme l'attestent les densités de probabilité *a posteriori* piquées et proche de gaussiennes. À l'inverse, la taille de grain du substrat semble ici avoir un impact limité sur la réflectance de surface. En effet, les densités de probabilités obtenues sont étalées, attestant d'une contrainte faible apportée par la mesure sur ce paramètre d'après l'inversion. On parvient à contraindre la taille de grain pour le premier échantillon de manière satisfaisante autour de 1 mm, avec une large incertitude, de l'ordre de plus ou moins 0.5 mm. Il est cependant déraisonnable d'approximer les densités de probabilité marginales *a posteriori* par des gaussiennes, qu'on pourrait facilement caractériser par leur moyenne et leur écart type. Pour les échantillons 2 et 3, les densités de probabilité *a posteriori* ressemblent plus à des gaussiennes tronquées par la limite du domaine de définition de la taille de grain. On pourrait être tenté d'étendre ce domaine aux plus petites tailles de grains, mais ceci nous est interdit par l'hypothèse fondamentale de l'optique géométrique formulée dans le modèle. On peut donc en conclure que pour les échantillons 2 et 3, les tailles de grains appartenant au domaine de définition semblent ne pas satisfaire mais que probablement des petites tailles de grains sont disponibles dans l'échantillon, probablement dû à du givre de recondensation. De plus, comme on peut le voir sur la photo de la page 135, les grains de neige naturelle sont très irréguliers, à la fois en taille et en forme. Il convient donc d'être prudent quant à l'interprétation de la taille de grains restituée par l'inversion.

Les résultats d'estimation d'épaisseur des trois lames de glace, pour les 39 différentes géométries de me-

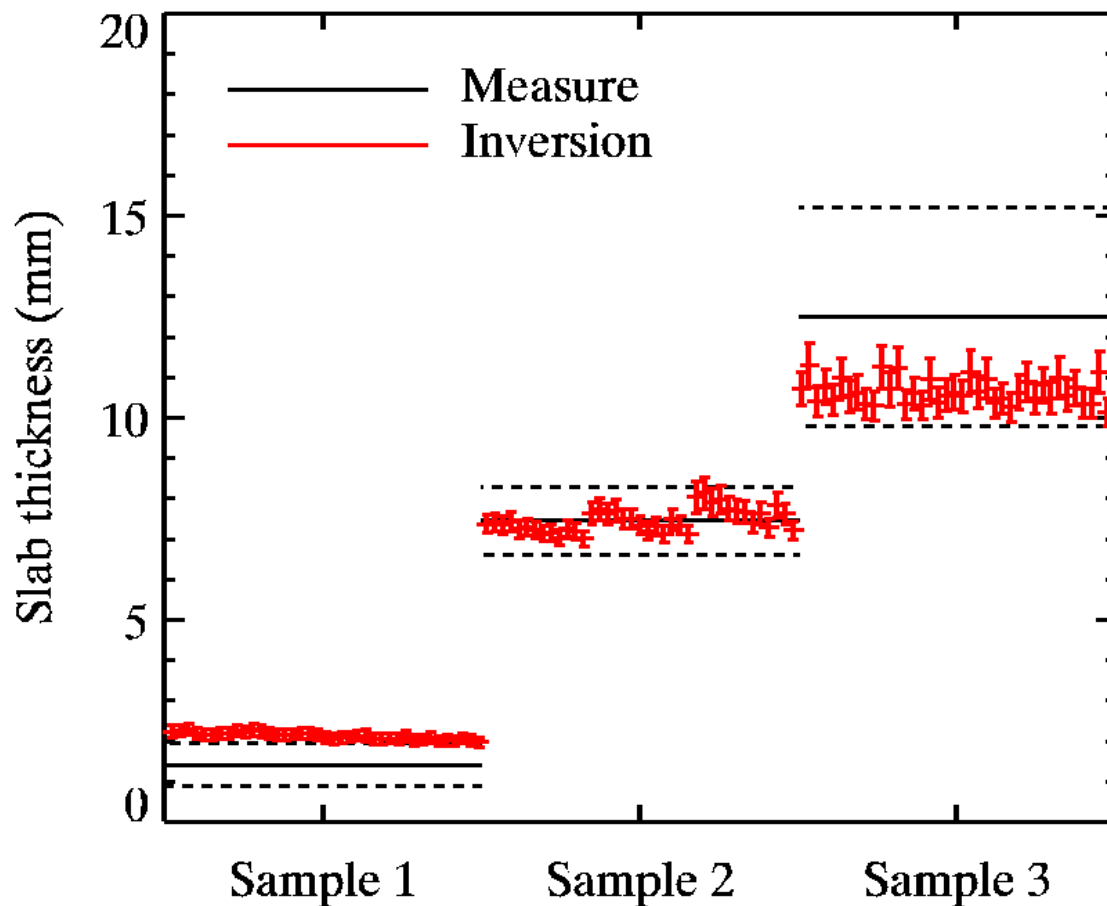


Figure 7.11: Mesures (en noir) et résultats des 39 estimations d'épaisseur (en rouge) pour chacun des échantillons, avec les incertitudes associées à  $2\sigma$ . Les valeurs d'épaisseurs estimées et mesurées sont compatibles. Cependant, l'épaisseur semble sur-estimée pour l'échantillon 1 et sous-estimée pour l'échantillon 3. Les épaisseurs estimées sont triées sur ce graphe par incidence croissante (3 valeurs) et pour chaque incidence par azimuth croissant (13 valeurs : 1 pour l'émergence  $0^\circ$  et 6 pour chacune des émergences  $10^\circ$  et  $20^\circ$ ). La géométrie semble avoir une influence sur l'épaisseur estimée pour les échantillons 1 et 2 : l'estimation semble augmenter avec l'incidence et diminuer avec l'azimut. Cet effet disparaît pour les grandes épaisseurs (échantillon 3).

sure sont représentés en rouge sur la Figure 7.11, avec leurs incertitudes associées à  $2\sigma$ , superposées aux mesures directes et indépendantes d'épaisseurs, représentées en noir avec elles aussi leurs incertitudes à  $2\sigma$ . On remarque que les épaisseurs mesurées et estimées par l'inversion sont compatibles. Cependant l'épaisseur semble légèrement sur-estimée pour l'échantillon 1. Ceci est peut être révélateur d'une limite de sensibilité du modèle. À l'inverse, l'épaisseur de l'échantillon 3 semble sous-estimée. Ceci peut être dû en partie à la durée des mesures. En effet, pendant la mesure, la lame de glace se sublime, et donc son épaisseur diminue. De plus, c'est sur l'échantillon 3 qu'a été effectuée la mesure du lobe spéculaire, et donc on s'attend à ce que l'épaisseur de cet échantillon en particulier ait plus diminué que celle des autres. On remarque aussi sur cette Figure 7.11 que l'épaisseur estimée par l'inversion semble dépendre de la géométrie de mesure, au moins pour les échantillons 1 et 2. En effet, sur le graphe, les points sont classés par incidence croissante (3 valeurs) et par azimuth croissant (13 valeurs), et l'épaisseur estimée semble augmenter avec l'incidence et diminuer avec l'azimut. C'est particulièrement clair pour l'échantillon 2, pour lequel les 3 groupes sont clairement distincts. La dépendance avec l'incidence est moins claire pour l'échantillon 1, et toute dépendance à la géométrie semble disparaître pour l'échantillon 3. On a probablement affaire ici à un effet lié aux erreurs associées à l'hypothèse d'isotropisation du rayonnement à la seconde interface. Ces erreurs seront d'autant plus grandes que la lame de glace est fine. Il n'est donc pas surprenant qu'ils disparaissent pour les grandes épaisseurs.

On peut de plus remarquer sur la Figure 7.9 que la qualité de l'ajustement semble diminuer à mesure que l'épaisseur de la lame de glace augmente. On peut l'expliquer par l'ordre dans lequel les mesures ont été effectuées. En effet, la première mesure a été faite sur l'échantillon 1, le plus fin, et la dernière sur l'échantillon 3 (le plus épais). Pendant ce temps, le substrat de neige naturelle a évolué : la taille de grain a changé, et les proportions d'éventuelles impuretés, non prises en compte ici, ont augmenté. Par ailleurs, il a été nécessaire de rajouter de la neige avant les mesures effectuées sur l'échantillon 3, car le substrat s'était trop sublimé. Une légère différence de température entre la neige ajoutée et la lame de glace a pu entraîner la condensation d'un mince film de givre entre la lame et le substrat. La formation d'un tel film, composé d'éléments fins de l'échelle du micron, non pris en compte dans le modèle, pourrait masquer le substrat, et pourrait expliquer l'incapacité du modèle à estimer des tailles de grains pour les échantillons 2 et 3.

### 7.2.3.2 BRDF complète

Les résultats d'estimation de l'épaisseur des trois lames de glace, en utilisant l'ensemble de la BRDF comme un unique bloc de données sont représentés Figures 7.12a. Ils sont aussi compatibles avec les données, et *a fortiori* avec les estimations en considérant chaque spectre indépendamment. Les résultats concernant les tailles de grains, représentés Figure 7.12b vont eux aussi dans le même sens que ceux obtenus avec des inversions indépendantes. Le fait d'utiliser l'ensemble des données sur la BRDF dans une seule inversion permet d'apporter un maximum d'informations, et donc théoriquement d'obtenir un résultat plus fiable. En effet, le résultat dans ce cas tient compte des effets géométriques qui affectaient les résultats des inversions précédentes, comme on peut le remarquer sur la figure 7.11.

La Figure 7.13 montre les mesures de BRDF (croix noires) et les meilleurs ajustements (carrés rouges), à la longueur d'onde  $\lambda = 1.0\mu\text{m}$  pour les trois échantillons. On remarque que le comportement modélisé



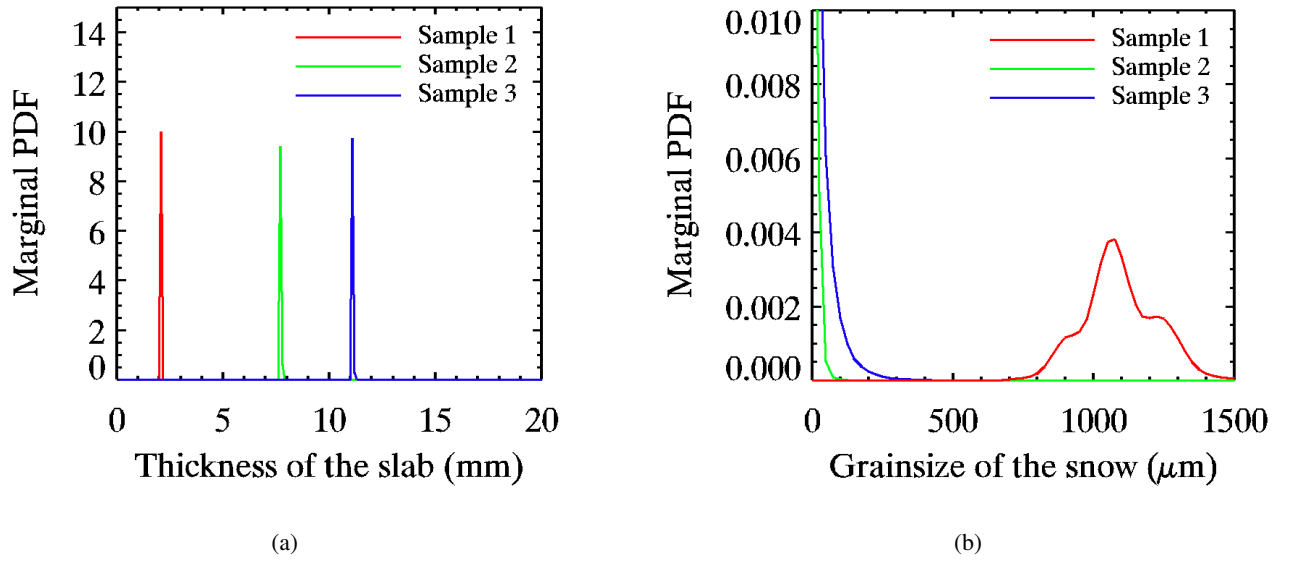


Figure 7.12: Densités de probabilité marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et pour (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons. Les fonctions sont très piquées, et proches de gaussiennes pour l'épaisseur (a). De plus, elles sont compatibles avec les mesures, et cohérente avec les estimations faites en faisant des inversions indépendantes. Les incertitudes *a posteriori* sur les résultats sont bien plus petites que précédemment (Figure 7.10), mais elle ne sont pas complètement fiables, car les erreurs sur l'estimation de la BRDF (Figure 7.13) dépassent les niveaux d'incertitudes *a priori* fournies par la documentation technique de l'instrument (Brissaud *et al.*, 2004)(b) La taille de grain et son incertitude peuvent être déterminées pour l'échantillon 1, et sont cohérentes avec les estimations faites par des inversions indépendantes pour chaque géométrie. À l'inverse, seule la valeur mais pas son incertitude peut être déterminée pour les échantillons 2 et 3, car la densité de probabilité retournée est proche d'un Dirac, à la limite du domaine de définition.

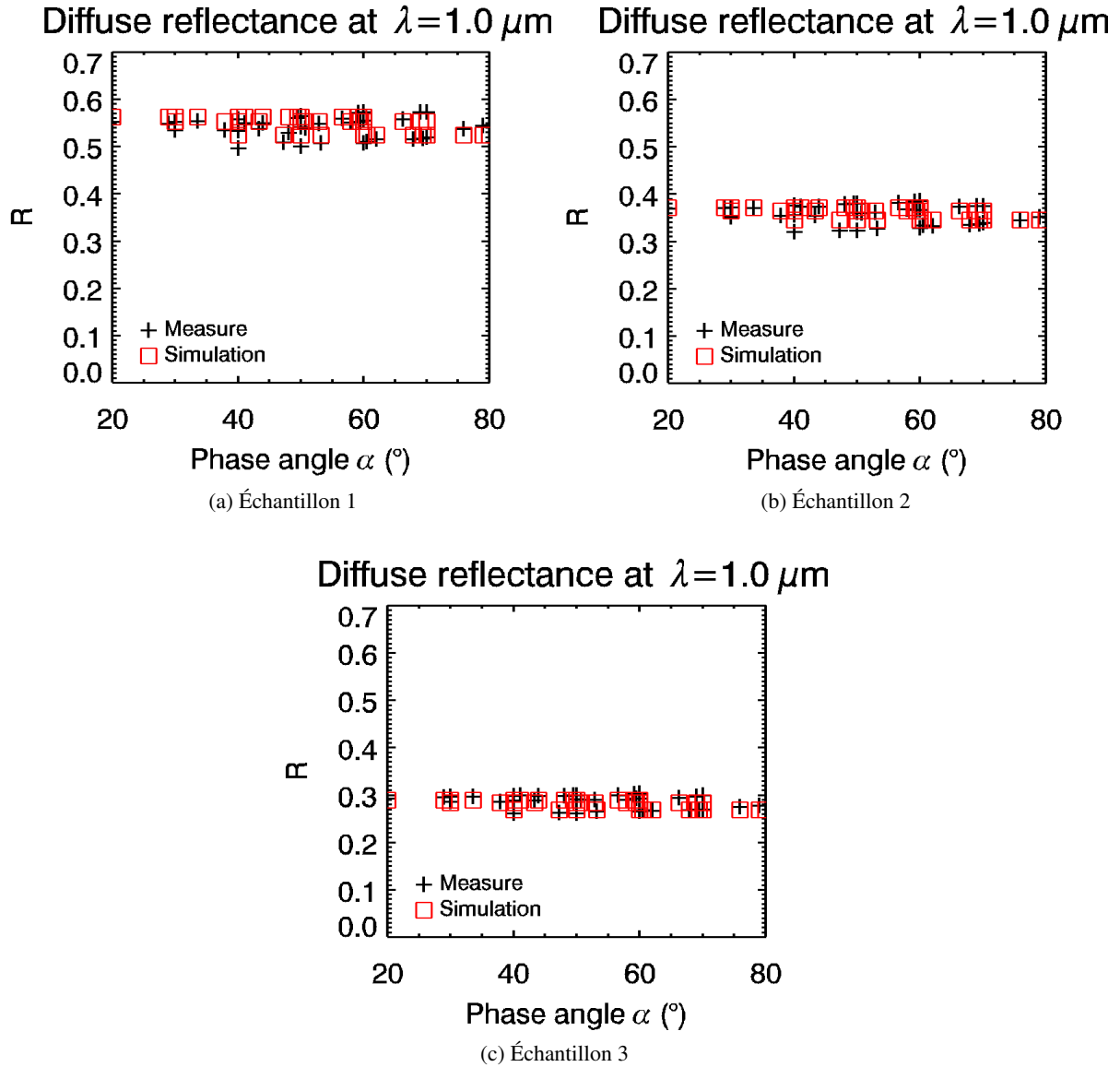


Figure 7.13: Facteur de réflectance mesuré (croix noires) et simulé (carrés rouges) à la longueur d'onde  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pour (a) l'échantillon 1, (b) l'échantillon 2 et (c) l'échantillon 3. La simulation reproduit, bien qu'imparfaitement, raisonnablement bien la mesure. La qualité de la reproduction du comportement géométrique semble augmenter avec l'épaisseur de la lame de glace. Ceci est cohérent avec l'augmentation de l'effet d'isotropisation de la lame, qui augmente avec l'épaisseur, et avec la disparition de la dépendance géométrique de l'estimation d'épaisseur remarquée sur la Figure 7.11.

de la réflectance, plat par rapport à l'angle de phase est en accord avec les mesures. De plus l'accord semble être meilleur quand l'épaisseur augmente, ce qui est cohérent avec un renforcement de l'isotropisation du rayonnement quand l'épaisseur de la lame de glace augmente. Ceci est aussi cohérent avec la disparition de la dépendance de l'estimation d'épaisseur avec la géométrie pour les grandes épaisseurs, que l'on avait notée avec la Figure 7.11.

### 7.3 Conclusion

Le but de cette étude était d'apporter de premières validations expérimentales au modèle de transfert radiatif développé (Andrieu *et al.*, 2015b), et détaillé au chapitre 5. L'hypothèse la plus controversée de ce modèle est l'isotropisation du rayonnement à partir de la deuxième interface, c'est-à-dire ici lorsqu'il atteint le substrat de neige granulaire. Nous avons d'abord vérifié qualitativement cette hypothèse, avec des données de BRDF de neige seule puis recouverte d'une couche de glace polycristalline compacte. Nous avons ensuite validé quantitativement notre méthode en utilisant des lames de glace pures de différentes épaisseurs surmontant un substrat granulaire de neige naturelle. Nous avons pu estimer correctement les épaisseurs des différents échantillons en utilisant uniquement des données spectroscopiques, quelle que soit la géométrie de mesure, démontrant ainsi la robustesse de notre méthode quant à la restitution d'épaisseurs. L'inversion des jeux de données complets (BRDF à plusieurs longueurs d'onde) est aussi compatible avec les mesures et permet de mieux contraindre l'épaisseur.

Nous avons aussi validé la distribution angulaire du rayonnement réfléchi dans le lobe spéculaire. Il n'a pas été possible de valider rigoureusement la valeur de rugosité estimée, car nous ne disposons pas d'instruments capables de restituer la micro-topographie de l'échantillon. Cependant, nous obtenons un très bon accord entre mesure et simulation, et la valeur de rugosité estimée est compatible avec une rugosité à grande longueur d'onde, à l'échelle de l'échantillon. Nous avons pu déceler un léger désalignement entre l'axe de rotation de l'échantillon et le dispositif optique. Cette étude fait l'objet d'une publication dans *The Cryosphere Discussions*, c'est à dire en cours de révisions, sous forme de discussion ouverte pour la revue *The Cryosphere* (Andrieu *et al.*, 2015a).

Les grandes incertitudes *a posteriori* sur les estimations de tailles de grains montrent que la condition en bas de la lame a une importance limitée dans la réflectance de la surface, au premier ordre. Ceci est attendu, pour de la glace d'eau dans cette gamme de longueurs d'onde. En effet, sur l'ensemble de la gamme spectrale mesurée (même à  $0.8\mu\text{m}$ ), la glace d'eau est très absorbante, et donc les longs trajets optiques en son sein ont une influence dominante sur les spectres, et la neige en dessous est plus difficile à sonder. Il serait intéressant en perspective d'étudier des lames de glace contaminées.

La comparaison entre les incertitudes *a posteriori* sur l'épaisseur et la taille de grain du substrat illustrent le fait que ces incertitudes dépendent à la fois de la contrainte apportée par l'inversion, et de l'incertitude introduite par la mesure. Dans le cas de l'estimation de l'épaisseur, les incertitudes *a posteriori* résultent essentiellement des incertitudes de mesure *a priori*, alors que pour la taille de grains de la neige, elles résultent du manque d'information apportée par la mesure. En effet, la glace d'eau étant très absorbante

aux longueurs d'ondes considérées, la contribution couche de neige sous la lame de glace est plus difficile à détecter, et donc l'inversion ne pourra pas contraindre avec beaucoup de précision ce paramètre. L'utilisation de techniques d'inversion bayésiennes est donc très intéressante dans notre cas, car elle nous permet d'évaluer nos estimations avec le recul nécessaire pour ne pas risquer de fausses interprétations.

Par ailleurs, le modèle direct et notre méthode d'inversion sont très rapides, et est donc adaptés à l'inversion massive de données de spectro-imagerie planétaire. À titre d'exemple, les bases de données utilisées pour cette étude ont été calculées en 150 s pour l'inversion de la rugosité (1763 longueurs d'onde échantillonnées, 30933 spectres), et  $\sim 2.5$  h pour l'inversion de l'épaisseur et de la taille de grains (33186 longueurs d'onde échantillonnées, 666315 spectres). Les inversions elles-même ont été faites en moins d'un dixième de seconde pour le lobe spéculaire et les inversions spectrales indépendantes. Les inversions de la BRDF complète sont de l'ordre de  $\sim 2$  s. Tous les calculs ont été effectués sur des processeurs CPU Intel® Xeon E5640, 4 coeurs, 2.66 GHz de 4 GB de mémoire RAM. Il est important de remarquer qu'on peut faire un nombre d'inversions très grand une fois qu'une base de données a été construite car le temps d'inversion est très faible. Par ailleurs, pour augmenter les performances de l'inversion sur de très grandes bases de données, un algorithme entièrement parallèle, et implémenté sous GPU a été développé, et a permis de réduire le temps de traitement par 100. Il est aussi possible d'accélérer le calcul des bases de données spectrales en les lançant sur multi-CPU.



## **Quatrième partie**

# **Applications : Mars**



---

Le cas de glace transparente le plus étudié est celui de la planète Mars (*cf* Partie I). Notre objectif dans ce chapitre est de suivre l'évolution locale de la composition et de l'épaisseur de la couche de CO<sub>2</sub> pendant la récession printanière des dépôts saisonniers, en lien avec l'apparition ou non de processus de surface (*cf* chapitre 2). Ce suivi temporel des propriétés de la surface devrait nous permettre de discuter les mécanismes proposés pour décrire l'activité saisonnière et caractériser les échanges surface/atmosphère à l'échelle locale.

Nous avons donc besoin en premier lieu de sélectionner une zone qui possède une couverture temporelle suffisamment importante (section 8.1). Nous devons ensuite corriger les données retenues de la composante atmosphérique qui n'est pas prise en compte dans le modèle (section 8.2). La dernière étape avant de pouvoir appliquer la méthode d'inversion du transfert radiatif décrite en section 4.3 et en partie III est de définir des constantes optiques réalistes pour le régolite martien (voir section 9.1), donnée nécessaire au modèle de transfert radiatif utilisé. Une étude détaillée de six différentes localisations dans le champ de dune sera finalement menée au chapitre 10.





## Données observationnelles

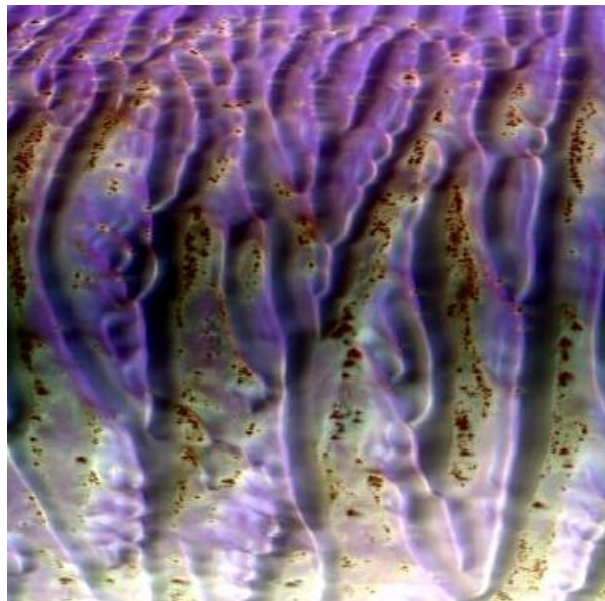


Image en fausses couleurs extraite du cube CRISM FRT000052BC\_07\_IF163L, non corrigée géométriquement, couvrant une douzaine de kilomètres de large. Couleurs : R :  $2.53\,\mu\text{m}$  V :  $1.51\,\mu\text{m}$  B :  $1.08\,\mu\text{m}$ .

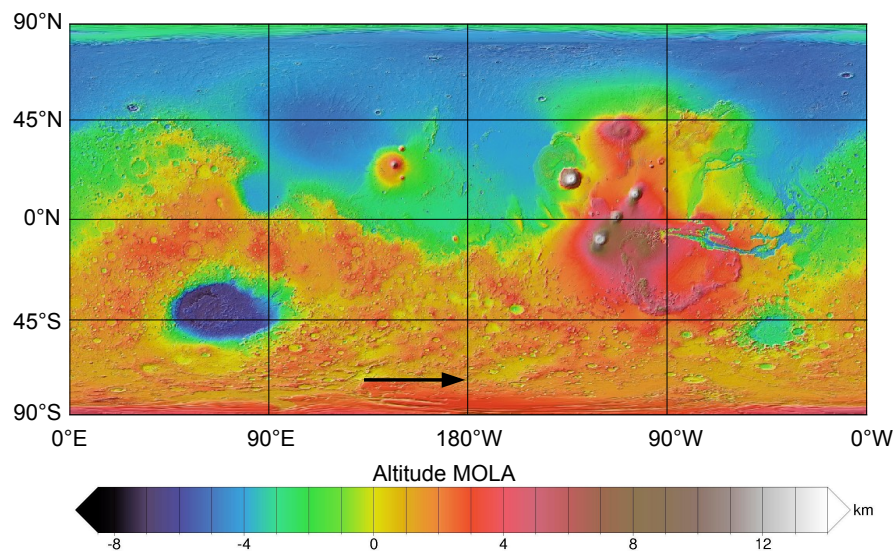


FIGURE 8.1 – Localisation du cratère de Richardson sur une carte topographique (MOLA) globale de Mars. Le cratère, dont le centre est situé à une latitude de  $72.47^{\circ}\text{S}$  et une longitude de  $179.86^{\circ}\text{W}$ , est repéré par la flèche noire.

## 8.1 Choix de la zone d'étude

Avant même de choisir la zone d'étude, deux possibilités s'offrent à nous : l'utilisation des données fournies par le spectro-imageur OMEGA (Bibring *et al.*, 2004), ou de celles fournies par l'instrument CRISM (Murchie *et al.*, 2007). Le choix de l'une ou l'autre de ces deux possibilités présente à la fois des avantages et des inconvénients. En effet, OMEGA a l'avantage d'avoir une large couverture spatiale et temporelle. En revanche, l'orbiteur Mars Express (Chicarro *et al.*, 2004) sur lequel est embarqué OMEGA n'étant pas sur une orbite héliosynchrone, les heures locales de revisite d'une même zone ne sont pas constantes. Ceci peut être un avantage, mais dans le cadre de l'étude de l'évolution saisonnière des dépôts de glace, il pourrait être judicieux de pouvoir s'affranchir des éventuelles variations journalières. Au contraire, la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (Graf *et al.*, 2005) a une heure locale de revisite constante pour une zone considérée. Cependant, le spectro-imageur CRISM (Murchie *et al.*, 2007) embarqué à bord est un instrument à beaucoup plus haute résolution spatiale qu'OMEGA (environ  $20\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$  contre environ  $180\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$ ). Ceci permet de faire des études locales plus détaillées, mais implique aussi une fréquence de revisite plus faible, et donc un échantillonnage temporel limité.

Nous avons donc d'abord cherché des zones sur Mars qui ont été particulièrement suivies par CRISM, et qui auraient donc un échantillonnage temporel suffisant. Nous cherchons ici au minimum une mesure toutes les deux semaines martiennes pendant le printemps, avec un recouvrement spatial suffisant. Nous cherchons aussi bien sûr une zone qui est recouverte par les dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ , et qui présente des processus géomorphologiques actifs à sa surface dans l'intervalle temporel considéré. Nous avons donc parcouru la base de données publique disponible sur les archives Planetary Data System (PDS), et avons remarqué une zone particulière, celle du cratère de Richardson (voir Figure) qui présente plusieurs avantages :

1. L'échantillonnage temporel pendant le printemps local de l'année martienne 26 est suffisant (12

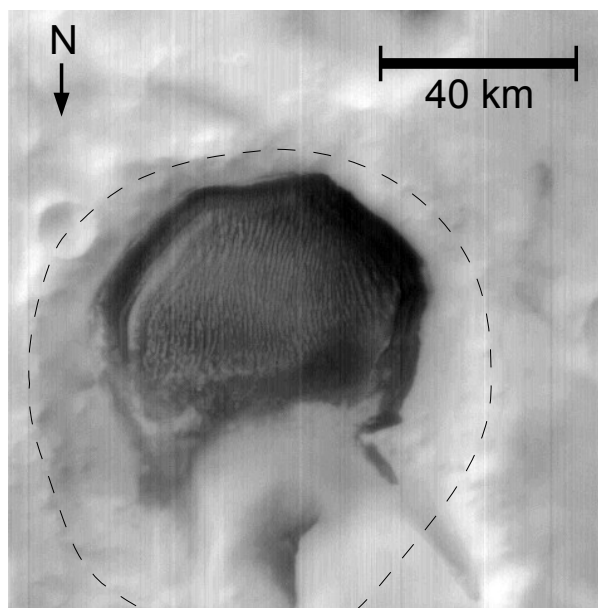


FIGURE 8.2 – Image du cratère de Richardson, et du champ de dune qui s’est développé au fond, prise par la caméra MOC, embarquée à bord de la sonde Mars Global Surveyor. Les limites de ce cratère de 89 km de diamètre son repérées par des pointillés.

images pendant le printemps).

2. La surface est recouverte de dépôts de glace de  $\text{CO}_2$  au début du printemps, et ces dépôts sont entièrement sublimés à la fin de la série temporelle : il n’y a plus aucune signature caractéristique de la glace de  $\text{CO}_2$ .
3. De nombreux processus actifs de surface, tels que des jets ou des écoulements sombres sont remarqués (Kereszturi *et al.* , 2009; Fenton & Hayward, 2010; Kereszturi *et al.* , 2011).
4. Cette région a fait l’objet de nombreuses études, car la présence de glace d’eau, potentiellement dans des proportions significatives a été démontrée (Edgett *et al.* , 2000; Supulver *et al.* , 2001; Kereszturi *et al.* , 2011; Kossacki & Leliwa-Kopystynski, 2004).

Nous avons donc arrêté notre choix sur la série de données temporelles concernant cette zone en particulier. Les douze cubes CRISM disponibles pour le printemps austral de l’année martienne 28 sont décrits dans le tableau 8.1. Le premier cube de la saison (HRS0000411F) s’est avéré inexploitable. En effet, en raison des effets combinés d’une épaisseur optique en aérosols élevée et de la forte incidence solaire à ces latitudes au tout début du printemps (supérieure à  $80^\circ$ ) le signal de surface est très faible, et pour de nombreuses longueurs d’onde saturé en atmosphère, en pratique inexploitable. Similairement, les données du second cube (HRL000043A2), bien qu’exploitables, sont très fortement affectées par la composante atmosphérique, et il est délicat de la retirer.

## 8.2 Corrections atmosphériques

De manière générale, l’atmosphère interagit avec le rayonnement par le biais (i) des gaz et (ii) d’aérosols (solides en suspension) qui sont susceptibles de changer de manière notable avec le temps. A titre

Identifiant du cube	Date de l'acquisition	$L_S$ (°)	AOT	Incidence solaire moyenne (°)	Commentaires
HRS0000411F	30/01/2007	175.213	n. c.	83.9	Inexploitable (atmosphère)
HRL000043A2	10/02/2007	181.550	0.59	80.9	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
HRS000049E5	09/03/2007	197.016	1.11	75.9	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT000052BC	05/04/2007	213.719	0.92	69.1	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT000054E5	12/04/2007	217.503	0.72	66.7	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
HRS000056C0	17/04/2007	220.683	0.43	66.1	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT00005AF7	15/05/2007	238.066	1.32	60.2	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT00005C94	20/05/2007	241.319	n. c.	59.8	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT00005E38	26/05/2007	245.220	1.17	57.9	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT00005FF6	31/05/2007	248.483	1.32	57.6	Présence en surface de glace de CO <sub>2</sub> et d'eau
FRT00006102	04/06/2007	251.104	1.51	59.0	Pas de détection de glace de CO <sub>2</sub>
FRT00006C56	25/07/2007	283.403	2.1	53.7	Pas de détection de glace de CO <sub>2</sub>

TABLE 8.1 – Récapitulatif des observations CRISM disponibles pour la zone, leur date d'acquisition et la longitude solaire correspondante pour l'année martienne 28. Les épaisseurs optiques en aérosols sont données par M. J. Wolff (Wolff *et al.* , 2009). « n. c. » signifie que l'algorithme de M.J. Wolff n'a pas donnée de résultat. Dans ces cas, les aérosols n'ont pas été corrigés. Les valeurs d'incidence sont définies par rapport au géoïde.

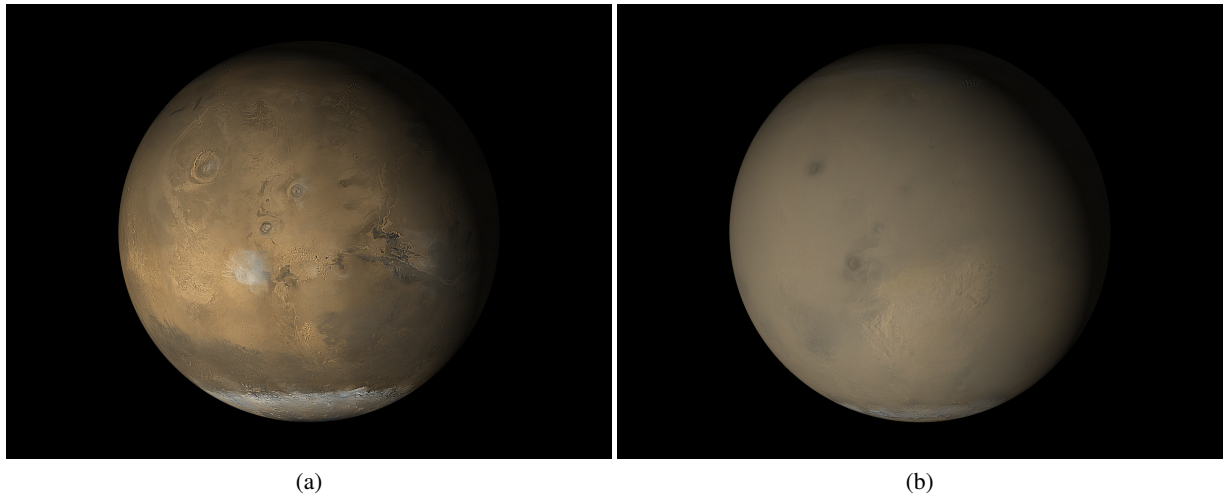


FIGURE 8.3 – Mosaïques de la même région de Mars (la région de Tharsis, voir Figure 1.12) réalisées le 10 juin 2001 (a) et le 31 juillet 2001 (b). Entre temps a débuté une tempête de poussière généralisée. Sur l’image (b), on ne distingue plus la surface à travers les aérosols de poussière. On reconnaît à peine Olympus Mons (quart haut gauche) et les volcans de Tharsis (au centre). Ceci illustre à quel point les épaisseurs optiques d’aérosols dans l’atmosphère martienne peuvent varier. (Crédits : NASA/MSSS)

d’exemple, on peut voir figure 8.3 la planète Mars avant et pendant un tempête de poussière généralisée pendant l’été 2001 : l’épaisseur optique de l’atmosphère, et notamment des aérosols peut varier drastiquement. La transmission atmosphérique pendant la tempête devient nulle aux longueurs d’onde servant à prendre ces clichés. Il apparaît donc évident que coupler le modèle de surface à un modèle de transmission atmosphérique rendrait le problème trop complexe. Dans un souci d’efficacité, et pour être applicable dans un maximum de situations différentes, nous avons choisi de ne pas intégrer la composante atmosphérique dans le modèle de transfert radiatif. Si le corps étudié possède une atmosphère, il sera donc impératif avant toute analyse de retirer des données la contribution atmosphérique.

Il existe de nombreux modèles de corrections atmosphériques pour Mars, détaillés aux paragraphes suivants, pour prendre en compte les effets des gaz, des aérosols et du couplage entre les deux et avec la surface. En général, pour les visées quasi-nadir des images hyperspectrales, les aérosols sont supposés découplés des gaz pour traiter ces deux effets indépendamment.

### 8.2.1 Gaz

La correction de gaz est la tâche la plus aisée lors de la correction des effets atmosphériques. Deux techniques différentes sont possibles : la technique dite du “volcano scan” basée sur la donnée (McGuire *et al.* , 2009; Morgan *et al.* , 2011), et celle consistant à estimer les épaisseurs optiques de gaz à l’aide de modèles de climat (Forget *et al.* , 1999; Lewis *et al.* , 1999; Forget *et al.* , 2006; Millour *et al.* , 2012; Millour *et al.* , 2014) indépendamment des données.

La première consiste en une mise à l’échelle d’un spectre de transmission atmosphérique de référence. Celui-ci est basé sur la différence d’absorption atmosphérique entre une mesure réalisée au sommet du

volcan Olympus Mons et une réalisée à sa base. On suppose alors que les différences spectrales entre ces deux mesures sont dues uniquement à l'absorption atmosphérique pendant l'aller-retour du rayonnement dans les 22.5 km qui séparent le sommet du volcan des plaines environnantes. Les deux spectres en question doivent être acquis quasi-simultanément, et quand la quantité d'aérosols d'eau et de poussière est minimale, pour ne garder que l'effet des gaz. La surface doit être homogène. Une transmission de référence est ainsi obtenue en faisant le ratio de ces deux spectres. Cette transmission est ensuite mise à l'échelle du spectre à corriger, en se basant sur l'absorption dans une caractéristique du CO<sub>2</sub> atmosphérique (à 2.011  $\mu\text{m}$ ). On prend la valeur de la réflectance à 1.890  $\mu\text{m}$  (en dehors de la bande) et celle à 2.011  $\mu\text{m}$  (au centre de la bande), et la différence de réflectance est attribuée à l'absorption des gaz. On applique donc un facteur à la transmission de référence précédemment déterminée pour qu'elle puisse correspondre à la différence observée. Cette méthode a l'avantage d'être très simple et très rapide. Elle a l'inconvénient de se baser sur plusieurs hypothèses fortes : (i) la surface ne présente pas de différence d'albédo entre les longueurs d'ondes  $\lambda_1 = 1.890 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 2.011 \mu\text{m}$ , (ii) les contenus en aérosols/gaz sont les mêmes dans la région d'Olympus Mons où le spectre de transmission a été déterminé et dans la région où le spectre à corriger a été mesuré, (iii) les calibrations instrumentales n'ont pas dévié entre la mesure de la transmission atmosphérique et la mesure à corriger. Cette technique a été utilisée dans de très nombreuses études (Erard & Calvin, 1997; Langevin *et al.*, 2005b, 2006; Bellucci *et al.*, 2007; Langevin *et al.*, 2007), avant d'être améliorée pour permettre la prise en compte de la différence d'albédo entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  (McGuire *et al.*, 2009; Morgan *et al.*, 2011). Un autre inconvénient de cette méthode est qu'elle ne convient pas aux surfaces recouvertes de glace de CO<sub>2</sub>, les bandes d'absorption du gaz et du solide se confondant.

Une autre méthode pour corriger les gaz consiste à faire de calculs *ab initio* à partir de prédictions de modèles de climats (ou GCM, pour *general circulation models*) (Forget *et al.*, 1999; Lewis *et al.*, 1999; Forget *et al.*, 2006; Millour *et al.*, 2012; Millour *et al.*, 2014). Ces modèles, de plus en plus fiables, estiment les conditions de pression, température à partir de nombreuses sources de données, et de modèles théoriques. Des modèles de transfert radiatif, appliqués aux conditions et aux composants atmosphériques de Mars (Clough & Iacono, 1995; Melchiorri *et al.*, 2006; Douté *et al.*, 2013) permettent ensuite de calculer la transmission atmosphérique dans les conditions déterminées.

### 8.2.2 Aérosols minéraux

La correction des effets des aérosols atmosphériques est l'un des problèmes majeurs dans le traitement des données spectroscopiques des surfaces martiennes. En effet, ils ont pour effet à la fois d'absorber une partie du rayonnement, mais surtout de le diffuser. De plus l'épaisseur optique des aérosols (ou AOT, pour *aerosol optical thickness*) dans l'atmosphère Martienne est très variable. Ils suffit de regarder la Figure 8.3 pour s'en convaincre. De nombreux auteurs (Vincendon *et al.*, 2007, 2008; Smith, 2009; Wolff *et al.*, 2009; Ceamanos *et al.*, 2013; Douté *et al.*, 2013; Douté, 2014) ont développé des méthodes pour permettre de mesurer cet AOT. De nombreuses méthodes existent. On peut distinguer les aérosols de la surface par leurs effets photométriques, en considérant que la surface est lambertienne (Wolff *et al.*, 2009). Des données simultanées, prises dans différentes conditions géométriques permettent alors d'identifier ces effets, et grâce à des modèles de diffusions du rayonnement par les aérosols, on parvient

à estimer leur épaisseur optique. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle néglige les effets photométriques dus à la surface : cela peut amener à surestimer la quantité d'aérosols. On peut aussi utiliser des méthodes Monte Carlo à partir d'observations nadir pour différents éclaircissements. On suppose dans ce cas que l'épaisseur optique des aérosols est constante entre les différentes observations (Vincendon *et al.*, 2007). Cette méthode suppose elle aussi un albédo lambertien pour la surface et ne s'applique pas à la glace. Pour corriger les effets des aérosols sur les surfaces glacées, il est possible de partir d'une bande saturée à la surface (par exemple :  $\lambda = 2.64\mu\text{m}$ ), et on suppose que pour cette longueur d'onde, le signal est dû uniquement à la diffusion par les aérosols (Vincendon *et al.*, 2008). Le problème, dans ce cas est que pour que cette hypothèse soit valide, il faut que la glace de  $\text{CO}_2$  soit pure. Ce qui est rarement le cas. Une méthode récente permet de retrouver l'épaisseur optique en aérosols (de poussière seulement) à partir d'une unique observation (valable seulement dans le domaine  $1\mu\text{m}$ - $2.7\mu\text{m}$  Ceamanos *et al.*, 2013; Douté *et al.*, 2013; Douté, 2014). Cependant, elle n'est pas non plus applicable si la glace de  $\text{CO}_2$  est contaminée par de la glace d'eau ou des poussières.

### 8.2.3 Choix d'une méthode, et erreurs associées

On voit qu'il n'y a aucune technique permettant d'estimer la composante atmosphérique lorsque l'on observe des surfaces composées de glace de  $\text{CO}_2$  polluée. On ne peut pas aisément séparer les signatures des poussières provenant de la surface, et celles provenant de l'atmosphère. Nous avons tout de même dû choisir l'une de ces méthodes, et nous avons donc opté pour l'estimation de l'épaisseur optique en aérosols la plus utilisée dans la communauté, celle de Wolff *et al.* (2009), et la méthode de correction des effets atmosphérique de Douté *et al.* (2013), qui a l'avantage de prendre en compte le couplage radiatif entre les gaz et les aérosols.

On s'attend donc à avoir des erreurs de correction. Il est donc important d'essayer d'estimer l'ampleur de ces incertitudes, pour en tenir compte lors de l'analyse des données. On peut voir sur la Figure 8.4 que les incertitudes liées aux corrections atmosphériques peuvent être importantes : il est important de les prendre en compte dans la méthode d'inversion, ce qui revient à les traduire sous forme de matrice de covariance  $\overline{\overline{C}}$  (voir Section 4.3). On fait donc l'hypothèse que les corrections peuvent induire l'apparition d'une pente spectrale en raison d'une mauvaise prise en compte de la topographie locale. Nous traduirons mathématiquement cet effet en section 10.1.2.



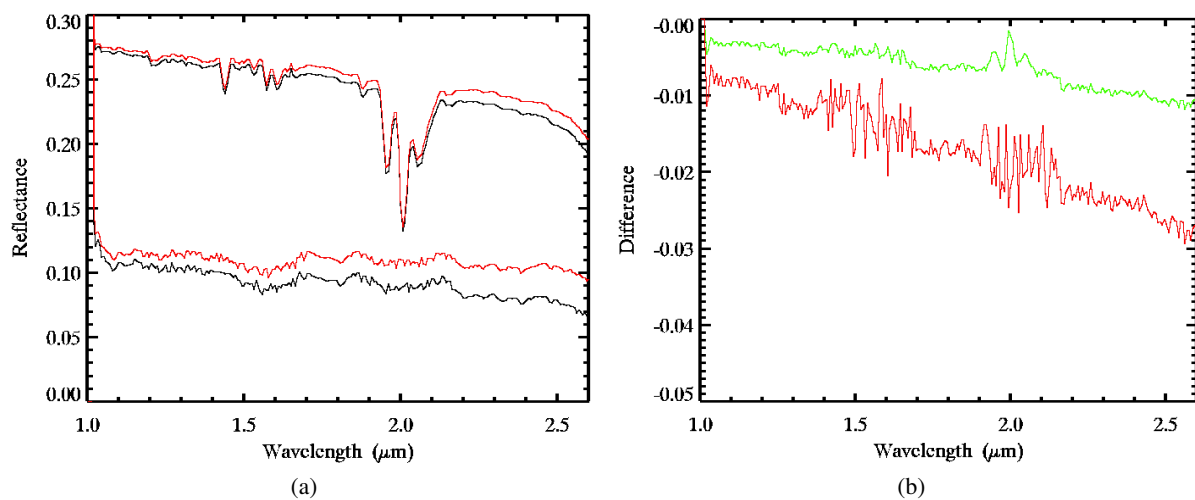
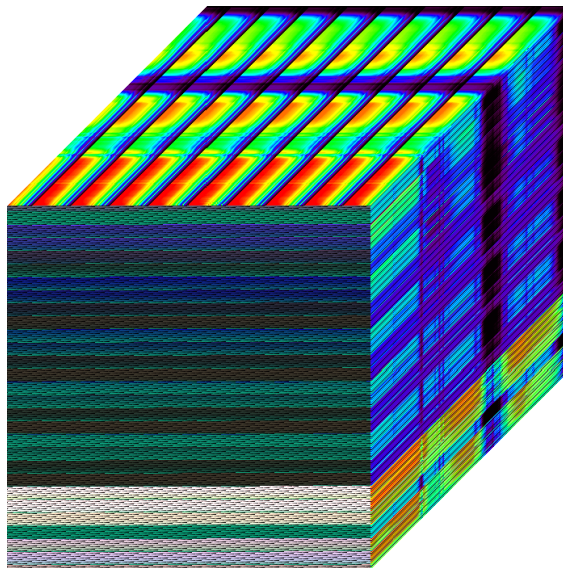


FIGURE 8.4 – Effets des pentes non prises en compte dans les corrections atmosphériques (Douté *et al.*, 2013). L'état de surface, et donc ces spectres sont supposés être identiques. (a) Spectres avant (en haut) et après (en bas) corrections atmosphériques. En noir : spectres avant et après les corrections issus d'une zone plate. En rouge : spectres avant et après corrections issus une zone en pente. Les deux spectres sont supposés être identiques (b) . Différences entre le spectre issu d'une zone plate et celui issu d'une zone en pente avant les corrections atmosphériques (courbe verte) et après (courbe rouge). On peut voir qu'entre zone plate ou non, il y a une différence de pente du spectre, et cette différence est accentuée par la correction atmosphérique. Ces différences ne sont pas renormalisées par rapport au niveau moyen de reflectance (les différences relatives sont donc encore plus importantes après corrections).

## Base de données synthétique



Exemple de base de donnée spectrale synthétique (LUT).

## 9.1 Constantes optiques du régolite martien

Nous cherchons à estimer quantitativement l'état de la surface : présence de glace de CO<sub>2</sub>, transparence de la glace, proportions de poussières et de glace d'eau, tailles de grains. Pour cela, nous disposons d'un modèle de transfert radiatif permettant de calculer des spectres en réflectance de surfaces complexes, composées de différentes couches, chaque couche ayant elle même une composition qui lui est propre. Ce modèle, décrit en détail en section III s'appuie sur les propriétés physiques et géométriques des éléments qui composent la surface : glace d'eau de CO<sub>2</sub>, poussières martiennes, que nous devons donc contraindre.

Nous nous intéresserons ici à la détermination des caractéristiques de la surface minérale. L'objectif est de calculer la partie imaginaire de l'indice optique  $k_n$ , qui est un paramètre dont le modèle de transfert radiatif a besoin. Il intervient entre autres dans le calcul de la réflectance lambertienne du substrat granulaire (voir section 5.5.6). Ce paramètre dépend de la longueur d'onde, et nous devons donc déterminer un "spectre" de  $k_n$ . La plupart du temps, les constantes optiques des matériaux sont déterminées à l'aide de mesures de laboratoire. Par exemple, pour les constantes optiques de la glace d'eau, ou de la glace de CO<sub>2</sub>, nous utilisons les valeurs fournies par les études expérimentales de B. Schmitt ou S. Warren (Schmitt *et al.*, 1998; Warren & Brandt, 2008).

Le cas du régolite martien est doublement compliqué. D'abord il est évidemment exclu de faire des expériences de laboratoire. Ensuite, la composition n'est pas connue suffisamment précisément, et surtout, la taille des grains constituant le régolite n'est pas connue. On ne peut donc pas simplement utiliser des analogues terrestre et en mesurer les caractéristiques, pour les extrapoler au cas martien. Nous utilisons une approche similaire à l'étude de Douté *et al.* (2007), sur les données OMEGA, cette fois-ci appliquée aux données CRISM. Nous avons amélioré la méthode en utilisant les principes bayésiens pour mieux estimer les incertitudes associées et une photométrie plus réaliste.

Nous considérons donc la surface comme un milieu granulaire homogène à l'échelle des observations, et nous cherchons à en déterminer les constantes optiques équivalentes. Nous avons pour ce faire utilisé le modèle de Shkuratov (Shkuratov *et al.*, 1999), qui s'appuie sur le spectre de réflectance en condition d'incidence et d'émergence normales de la surface. Malheureusement, nous ne disposons pas de spectres de poussières mesurés dans de telles conditions. Nous avons donc utilisé des spectres de poussières mesurés par l'instrument CRISM (Spectro-imageur à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter) dans des conditions géométriques quelconques, et le modèle de diffusion de Hapke (Hapke (2012) voir section 9.1.1), pour re-générer les spectres tels qu'ils auraient été mesurés dans des conditions d'incidence et d'émergence normales. Ces modèles ne prenant en compte que la surface, nous devons donc corriger avant toutes choses la composante atmosphérique (voir section 8.2).

Finalement, les différentes étapes pour atteindre notre objectif seront les suivantes : d'abord, on inverse par une méthode bayésienne l'albédo de diffusion simple  $\omega$  à l'aide du modèle de Hapke (Fernando *et al.*, 2013, 2015; Schmidt & Fernando, 2015) (voir sections 9.1.1 et 9.1.2), en considérant les paramètres photométriques comme fixes, prenant les valeurs moyennes de Mars déterminées par Vincendon (2013). Ensuite, à l'aide de l'albédo de diffusion simple estimé, on génère le spectre de réflectance tel qu'il serait

mesuré en incidence et émergence normales, toujours en utilisant le modèle de Hapke. Enfin, on utilise un modèle de Shkuratov pour calculer les  $k_n$  à partir de ce spectre, toujours dans le cadre bayésien pour bien contrôler les incertitudes.

### 9.1.1 Modèle de Hapke

Le modèle que nous avons utilisé pour inverser les propriétés photométriques du sol minéral est un modèle de Hapke (le modèle de 1993, (Hapke, 2012)). C'est un modèle analytique semi-empirique visant à estimer la fonction de réflectance bidirectionnelle d'une surface, en tenant compte de sa rugosité, des irrégularités des particules et de l'effet d'opposition. Pour une longueur d'onde donnée, la réflectance s'écrit comme la contribution des différents effets : fonction volumique de diffusion angulaire, irrégularités des particules, et effet d'opposition :

$$r_R(i, e, g) = r(i_e, e_e, g) \times S(i, e, g)$$

avec

$$r(i, e, g) = \frac{\omega}{4\pi} \frac{\cos(i)}{\cos(i) + \cos(e)} [(1 + B(g))p(g) + H(\cos(i))H(\cos(e)) - 1]$$

où  $S(i, e, g)$  est la fonction qui traduit la rugosité de la surface (voir *Bruce Hapke, Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy, second edition, pp. 331 à 334, 2012*). Cette fonction de masquage/ombrage est la même que celle utilisée dans le modèle de transfert radiatif décrit section III. La forme de  $S$  dépend notamment du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ , qui traduit l'angle moyen entre les surfaces des particules.  $i$ ,  $e$  et  $g$  sont les angles d'incidence, d'émergence et de phase.  $B$  est la fonction traduisant l'effet d'opposition, et

$$B(g) \simeq \frac{B_0}{1 + \frac{1}{h} \tan(\frac{g}{2})}$$

$p$  la fonction de Henyey-Greenstein à deux lobes, représentant la diffusion d'une particule irrégulière :

$$p(g) = (1 - c) \frac{1 - b^2}{(1 - 2b \cos g + b^2)^{\frac{3}{2}}} + c \frac{1 - b^2}{(1 + 2b \cos g + b^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$H$  la fonction de Chandrasekhar décrivant la fonction de diffusion isotrope :

$$H(x) \simeq \left[ 1 - \omega x \left( r_0 + \frac{1 - 2xr_0}{2 \ln(\frac{1+x}{x})} \right) \right]^{-1}$$

avec  $r_0 = \frac{1-\gamma}{1+\gamma}$  et  $\gamma = \sqrt{1-\omega}$ .

En fin de compte, la réflectance à une longueur d'onde donnée dépend de six paramètres :  $\omega$ , l'albédo de diffusion simple ;  $\bar{\theta}$ , le paramètre de rugosité ;  $b$  et  $c$ , les paramètres de la fonction de Henyey Greenstein ;  $B_0$ , l'amplitude de l'effet d'opposition ;  $h$ , la largeur angulaire de l'effet d'opposition. On a supposé que seul l'albédo de diffusion simple dépendait de la longueur d'onde, et que tous les autres paramètres étaient par conséquent constants, et prenaient pour valeurs celles données par Vincendon (2013).

### 9.1.2 Inversion de l'indice optique imaginaire

#### 9.1.2.1 Inversion de l'albédo de diffusion simple

En utilisant ce modèle de réflectance, nous avons inversé des spectres en réflectance mesurés par l'instrument CRISM (Murchie *et al.* , 2007). Le but est de retrouver le paramètre  $\omega(\lambda)$ , en supposant les autres paramètres fixes, et prenant les valeurs données par Vincendon (2013), soit  $\vartheta = 17$ ,  $c = 0.6$ ,  $b = 0.12$ ,  $B_0 = 1$  et  $h = 0.05$ . L'inversion à proprement parler est une inversion MCMC, pour laquelle nous considérons chaque longueur d'onde indépendamment (voir section 4.2.3), tel que développé au laboratoire (Fernando *et al.* , 2013, 2015; Schmidt & Fernando, 2015). La solution est une densité de probabilité (PDF) de  $\omega$  que l'on peut réduire par sa moyenne  $\langle\omega\rangle$ , dépendante de la longueur d'onde.

Comme on peut le voir Figure 9.2, on arrive très bien à modéliser les spectres mesurés avec ces paramètres fixés aux valeurs de Vincendon (2013), la valeur de  $\langle\omega\rangle$  avec notre approche en laissant uniquement  $\omega$  libre. Par ailleurs, on peut noter sur la figure 9.1 que le résultat est très stable en fonction de la longueur d'onde, ce qui est un gage de qualité de l'inversion, car chaque longueur d'onde a été inversée indépendamment.

#### 9.1.2.2 Détermination des indices optiques imaginaires

Le modèle de Shkuratov (Shkuratov *et al.* , 1999) est un modèle inversible analytique (disposant d'une forme analytique inverse) d'optique géométrique à une dimension, qui permet pour une longueur d'onde donnée, de déterminer la partie imaginaire de l'indice optique, connaissant sa partie réelle, la taille des grains, la porosité de la surface et la valeur de la réflectance, dans les conditions d'incidence et d'émergence normales. Nous avons estimé la PDF de  $\omega$  à partir d'un spectre mesuré sur une zone plate dans l'interdune de Richardson. Nous pouvons donc re-générer à l'aide du modèle de Hapke la PDF des spectres en réflectance pour une incidence et une émergence normale (les spectres mesurés ne satisfont jamais ces conditions géométriques). Par ailleurs, nous pouvons estimer la porosité de la surface à 0.5, qui est la valeur classique pour ce type de surface (Hapke, 2012). Grâce au modèle inverse analytique de Shkuratov, nous pouvons générer la PDF des  $k_n$  (voir figure 9.3). Il y a une augmentation de  $k_n$  avec la longueur d'onde et les incertitudes sont de plus en plus grandes, mais restent relativement faibles, autour de 0.001.

Pour la partie réelle de son indice optique et la taille de ses grains, nous connaissons l'ordre de grandeur, mais pas les valeurs précises. On peut donc faire différents essais. Nous avons généré des indices optiques

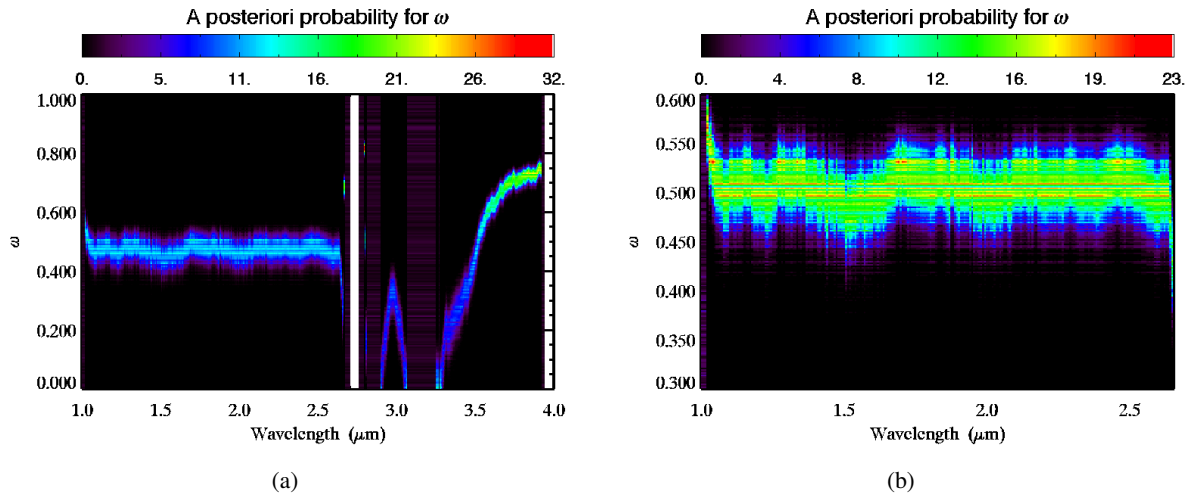


FIGURE 9.1 – Distribution des valeurs de l'albédo de diffusion simple  $\omega$ . (a) Représentation de la densité de valeurs de  $\omega$  dans les chaînes de Markov, la densité croissante du noir (nulle) vers le rouge (maximale). Les valeurs de  $\omega$  sont représentées en ordonnée, de 0 à 1, et les longueurs d'onde en abscisse, variant de  $1\mu m$  à  $4\mu m$ . Entre  $1\mu m$  et  $2.5\mu m$ , on trouve que la valeur de  $\omega$  est à peu près constante autour de 0.45. Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, elle n'est pas contrainte, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. (b) Zoom sur la partie d'intérêt située entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . On voit que la distribution des  $\omega$  admet souvent plusieurs maxima locaux. Les valeurs de ces maxima étant rapprochées, on néglige cet effet, et on prend comme valeur inversée de  $\omega$  la valeur moyenne de la chaîne de Markov associée.

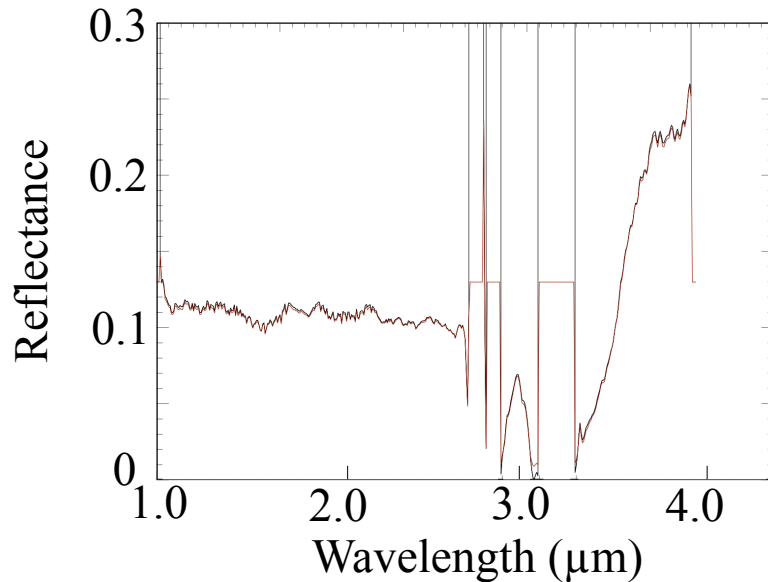


FIGURE 9.2 – Spectre en réflectance mesuré (en noir) et spectre simulé (en rouge). On voit qu'on arrive très bien à reproduire la mesure en utilisant les valeurs estimées par Vincendon (2013), c'est à dire  $\vartheta = 17$ ,  $c = 0.6$ ,  $b = 0.12$ ,  $B_0 = 1$  et  $h = 0.05$ , et les valeurs inversées pour  $\omega$ . Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. On ne peut donc pas simuler un spectre pour ces longueurs d'ondes.

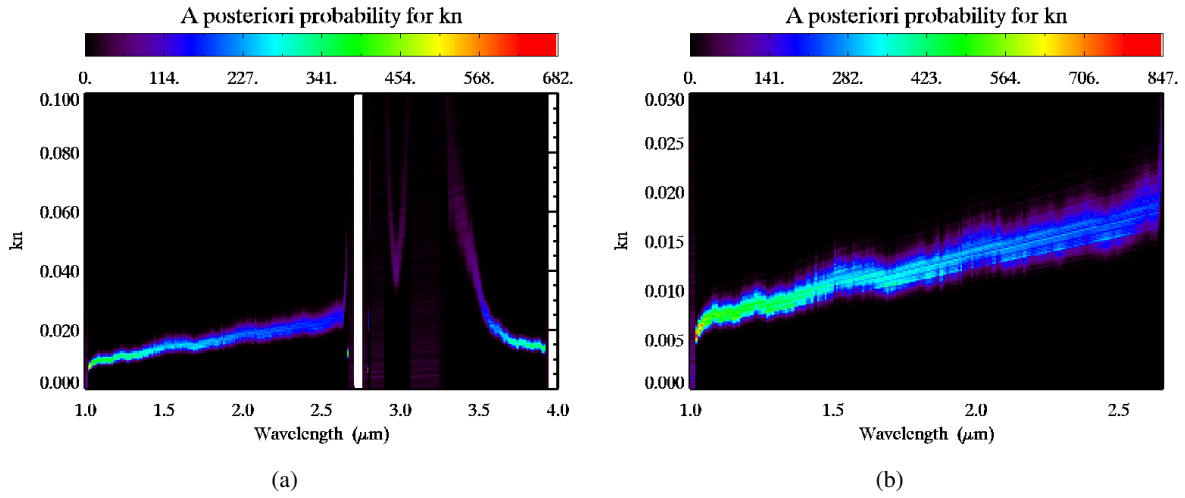


FIGURE 9.3 – (a) Distribution des valeurs (PDF) de la partie imaginaire de l'indice optique  $k_n$ , calculées à partir des valeurs de  $\omega$  des chaines de Markov obtenues après l'inversion bayésienne, en considérant une taille de grains de  $30 \mu m$  dans le modèle de Shkuratov. On propage ainsi la distribution des valeurs des  $\omega$  sur les valeurs des  $k_n$ . Ces valeurs étant déterminées à partir du calcul de l'albédo de diffusion simple  $\omega$ , on observe les mêmes discontinuités, et on ne peut pas calculer de valeur pour une longueur d'onde située dans une bande d'absorption du  $CO_2$ . (b) Zoom sur la partie d'intérêt située entre  $1 \mu m$  et  $2.6 \mu m$  de la distribution des valeurs de la partie imaginaire des indices optiques  $k_n$ , obtenues à partir des valeurs de  $\omega$  des chaines de Markov. On voit que tout comme la distribution des  $\omega$ , la distribution des valeurs de  $k_n$  admet aussi souvent deux maxima. La valeur qui a été retenue est la valeurs moyenne de cette distribution.

en supposant des tailles de grains variant de  $9 \mu m$  à  $30 \mu m$  microns et des parties réelles des indices optiques variant de 1.3 à 1.9.

On voit (Figure 9.4) que la taille de grains influe beaucoup plus que la partie réelle de l'indice optique sur la forme du “spectre” des  $k_n$ . L'échantillonnage (CRISM ou OMEGA) où la zone de poussière ne semble pas avoir d'influence, ou une influence mineure : en effet, si on compare les valeurs des  $k_n$  calculées à partir des données OMEGA, ou CRISM, en utilisant les mêmes valeurs pour les autres paramètres (partie réelle de l'indice, taille de grains, compacité), on obtient des résultats très proches.

## 9.2 Restitution de la valeur de la pente

Les données que nous étudions sont issues pour certaines de champs de dunes. Pour une direction solaire et une position de la sonde données, la valeur de la pente au sol influence les angles d'incidence et d'émergence, qui sont des paramètres clés des modèles de transfert radiatif, et que l'on ne peut pas déterminer correctement sans connaître ladite valeur de pente. Il n'existe pas de modèles numériques de terrain (MNT) disponible pour le champ de dune du cratère de Richardson, lieu de notre étude. D'autre part, la co-registation spatiale entre un MNT et une image CRISM peut comporter des difficultés à une résolution spatiale si forte.

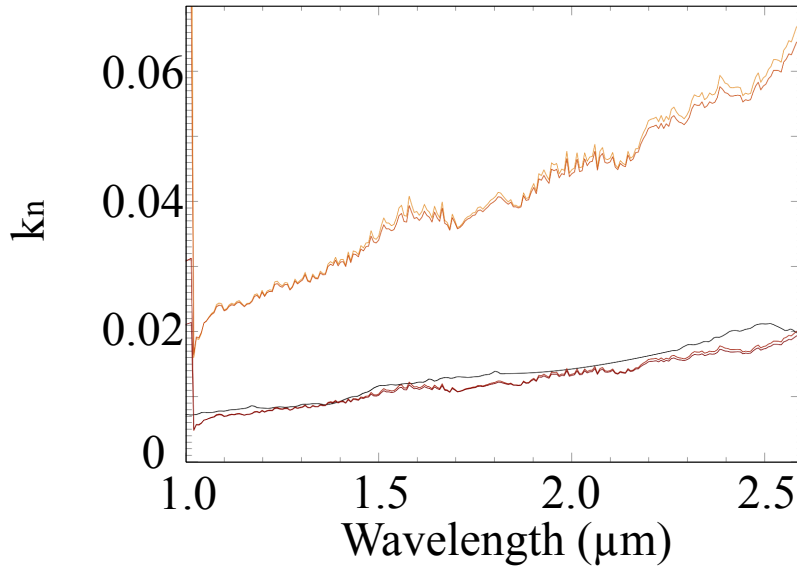


FIGURE 9.4 – Courbes représentant  $\langle k_n \rangle$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . En noir : courbe calculée à partir des données OMEGA (Douté *et al.*, 2007) en supposant une taille de grain de  $30\mu m$  et un indice optique réel de 1.3. Les autres courbes sont calculées à partir des données CRISM en supposant les tailles de grains et parties réelles de l'indice optique : ( $9\mu m$  ; 1.9), ( $9\mu m$  ; 1.3), ( $30\mu m$  ; 1.9), ( $30\mu m$  ; 1.3), de la courbe la plus claire à la plus sombre. La valeur de la partie réelle de l'indice optique influence peu celle de la partie imaginaire. En revanche, la taille de grains a une grande influence, notamment sur la valeur de la pente  $k_n(\lambda)$ . Il y a un bon accord avec les données OMEGA d'une étude indépendante sur une autre zone de Mars (Douté *et al.*, 2007).

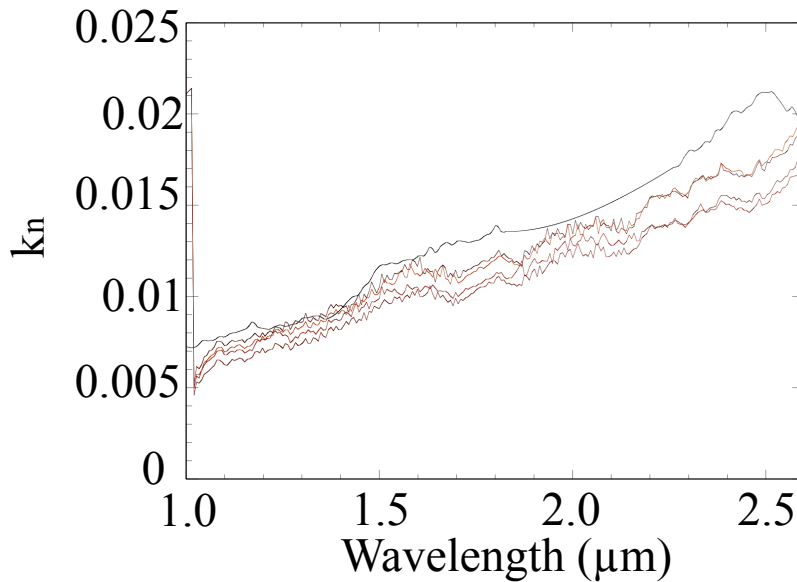


FIGURE 9.5 – Courbes représentant  $k_n$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . Comparaison des indices imaginaires calculés pour quatre différentes zones supposées plates (courbes rouges) en considérant une taille de grains de  $30\mu m$  et un indice optique de 1.3, avec la référence calculée à partir de données OMEGA (en noir).



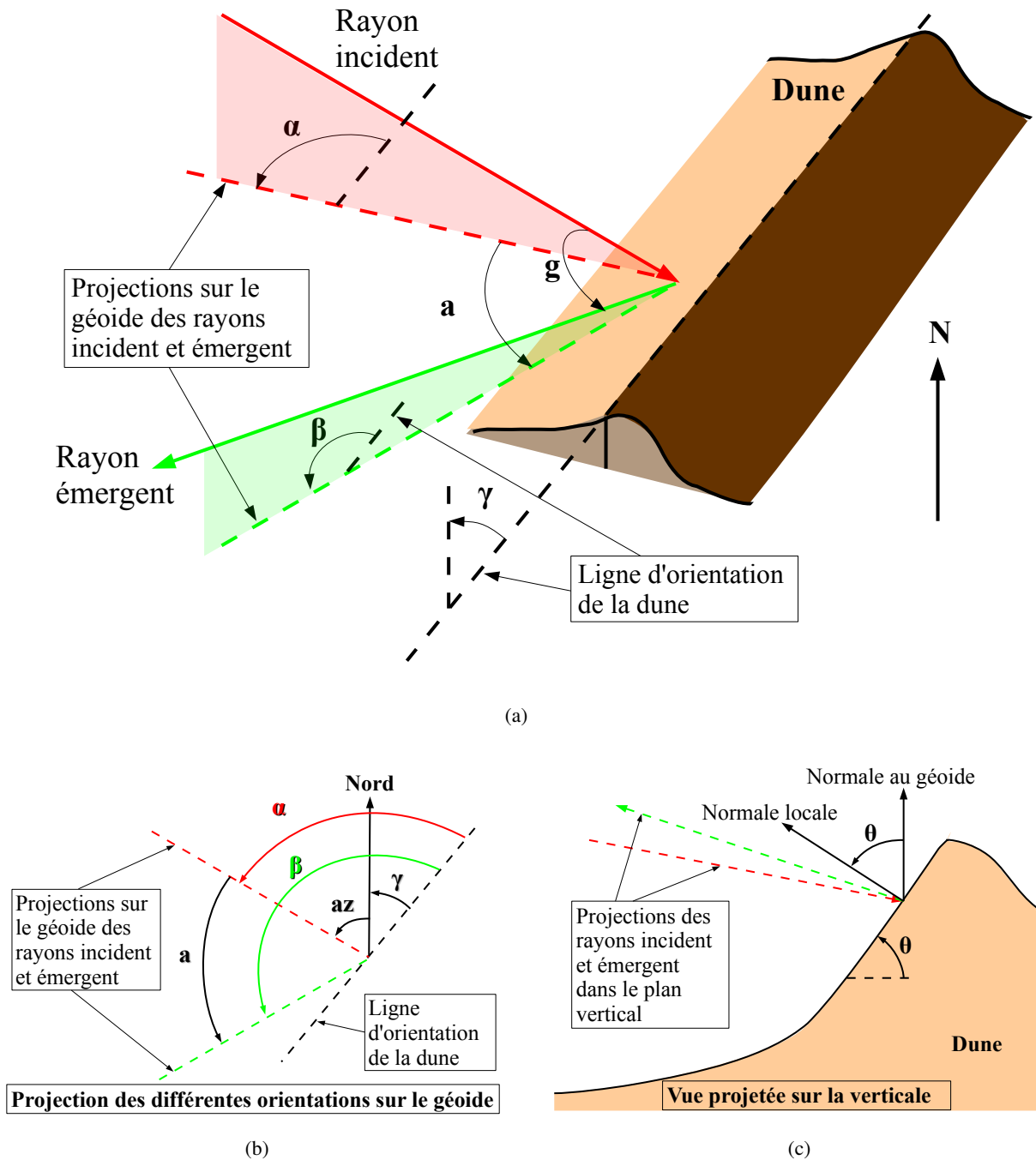


FIGURE 9.6 – Schémas illustrant les différents angles dont il est question.  $\alpha$  est l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon incident,  $\beta$  l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon émergent,  $a$  et l'azimut relatif entre les rayons incident et émergent,  $\sigma$  est l'angle de phase,  $\gamma$  est l'angle définissant l'orientation de la dune par rapport au nord,  $az$  est l'azimut sub-solaire par rapport au nord, et  $\theta$  est l'angle de la pente locale par rapport à l'horizontale définie par le géoïde. (a) Représentation 3D. (b) Représentation 2D dans le plan (local) du géoïde des différentes orientations. (c) Vue en coupe verticale de la dune ; la verticale est définie par rapport au géoïde. Les angles d'incidences et d'émergences  $i$ ,  $i_r$ ,  $e$  et  $e_r$  ne sont pas représentés pour ne pas compliquer les figures, mais  $i$  et  $e$  sont définis par rapport au géoïde, et sont les données fournies par le satellite, et  $i_r$  et  $e_r$  sont définis par rapport à la normale locale, et sont les angles que l'on souhaite calculer.

Nous cherchons donc ici à déterminer une valeur « photométrique » pour ces pentes, en utilisant le même modèle de diffusion de Hapke que précédemment : nous disposons de mesures satellitaires issues de terrains plats et en pentes du même champ de dunes. Nous supposons que les propriétés photométriques du sol ne changent pas d'un point à un autre du champ de dunes : les différences spectrales mesurées entre deux points sont donc supposées n'être que l'effet de leurs différences d'incidence et d'émergence, et de la fonction de réflectance bidirectionnelle. Pour restituer les valeurs de pente, le principe est de faire l'inversion de  $\omega$  pour un spectre mesuré sur une zone plate, et de re-générer à partir du spectre en  $\omega$  calculé un spectre en réflectance, dans les conditions d'incidence et d'émergence d'une mesure effectuée sur une zone en pente. On génère ainsi plusieurs spectres en réflectance tels qu'ils seraient mesurés pour différentes valeurs de la pente. Les nouvelles incidences et émergences correspondant aux différentes valeurs de l'angle de la pente sont calculées à l'aide de relations géométriques simples, connaissant l'orientation de la dune, l'azimut sub-solaire, l'angle de phase (qui ne change pas) et le coté (est ou ouest) par lequel passe le satellite par rapport à l'image, et en supposant un angle  $\theta$  pour la valeur de la pente (voir Figure 9.6).

Nous avons accès aux angles d'incidence et d'émergence  $i$  et  $e$  par rapport au géoïde, à l'angle  $\alpha$  correspondant à l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayonnement incident, que l'on déduit de l'azimut sub-solaire et de l'orientation de la dune par rapport au nord.  $i_r$ , l'incidence réelle par rapport à la normale locale vaut alors :

$$i_r = \arccos(\cos \theta \cos i + \sin \theta \sin i \sin \alpha)$$

De même, on peut calculer  $e_r$ , l'émergence réelle :

$$e_r = \arccos(\cos \theta \cos e + \sin \theta \sin e \sin \beta)$$

où  $\beta$  est l'angle entre l'azimut du satellite et l'orientation de la dune. Nous n'avons pas accès directement à la valeur de  $\beta$ , car celle-ci dépend de quel coté le satellite est passé par rapport à la dune. On la déduit à partir de  $\alpha$ ,  $i$ ,  $e$ , de l'angle de phase  $g$ , et du coté par lequel passe le satellite par rapport à l'image, en calculant l'azimut relatif entre les rayons incident et émergents, dans la plan local du géoïde :

$$\cos a = \frac{\cos g - \cos i \cos e}{\sin i \sin e}$$

$$\beta = \alpha + a$$

Le signe de  $a$  est déterminé par le coté par lequel passe le satellite par rapport à l'image. Nous pouvons ainsi calculer une série de valeurs pour  $i_r$  et  $e_r$ , en supposant différentes valeurs pour  $\theta$ , qui est la valeur à laquelle on souhaite remonter. Les valeurs de l'angle  $\gamma$  définissant l'orientation de la dune ont été mesurés manuellement en utilisant la suite de logiciel d'informations géographiques ArcGIS pour les quelques tests effectués. À partir d'un spectre mesuré dans une zone plate, nous pouvons ensuite générer une série de spectres tels qu'on s'attendrait à les mesurer dans les géométries définies par les  $i_r$  et  $e_r$  calculés précédemment, en utilisant l'inversion décrite Section 9.1.2, et en générant à partir du spectre en

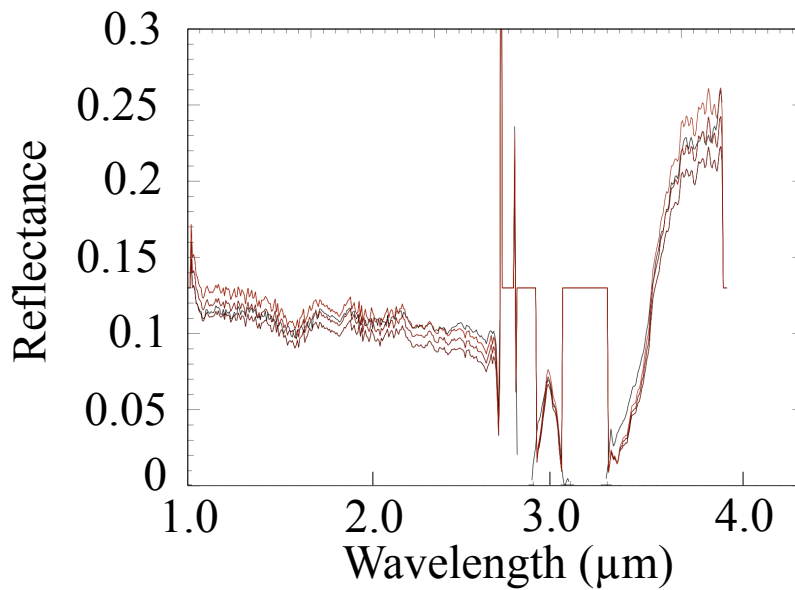


FIGURE 9.7 – Spectres en réflectance pour tester l’effet de pente et des corrections atmosphériques. (a) Le rouge serait le spectre mesuré en pente, en supposant une pente de  $25^\circ$ . La différence de pente spectrale est bien visible. Le spectre noir est corrigé des aérosols et gaz sur une zone plate (idem que Figure 9.2). Les courbes rouges sont issues des inversions des  $\omega$  d’après des observations en pente corrigées de l’atmosphère, re-générées dans les conditions de zone plate, en supposant une pente de  $10^\circ$ ,  $25^\circ$  et  $35^\circ$ , de la plus foncée à la plus claire. On voit que l’on ne peut pas conclure sur la justesse ou non de l’hypothèse sur la valeur de l’angle de la pente. En effet, le changement de l’angle de la pente, dans le cadre de nos hypothèses, ne change que le niveau d’un spectre en réflectance, et non la valeur de sa pente.

$\omega$  inversé des spectres en réflectance dans les géométries souhaitées. Finalement, nous pouvons comparer ces spectres calculés au spectre mesuré dans la zone en pente. Le spectre calculé qui correspondra le mieux à celui mesuré sera celui pour lequel la supposition sur la valeur de pente sera la meilleure. On peut aussi faire différentes inversions de  $\omega$  pour la zone en pente en supposant différentes valeurs de pente, et re-générer à chaque fois un spectre en réflectance dans les conditions de la mesure effectuée sur la zone plate. Les deux méthodes sont équivalentes, et nous avons utilisé les deux.

### Incertitudes associées aux corrections atmosphériques

Nous espérons que le biais de correction atmosphérique lié à la pente du sol (voir Figures 8.4 et 9.7) serait négligeable devant les effets photométriques, mais finalement, les deux variations sont du même ordre de grandeur. Ceci nous empêche de déterminer des valeurs de pente en utilisant cette méthode, comme on peut le voir Figures 8.4 et 9.7.

On ne peut donc pas remonter à la valeur de la pente en déterminant des propriétés photométriques sur une surface plane, et en simulant ce que l’on obtiendrait avec une pente, pour essayer de retrouver par simulation les spectres mesurés en pente. Les incertitudes de pente dues à la correction atmosphériques sont telles qu’elles sont du même ordre de grandeur que les effets de pentes.

Paramètre échantillonné	Valeurs échantillonnées	Nombre de valeurs échantillonnées
Épaisseur de la couche de CO <sub>2</sub> (mm)	0 ; 0.01 ; 0.05 – 1 par pas de 0.05 ; 1 – 200 par pas de 1 ; 200 – 300 par pas de 5 ; 300 – 1000 par pas de 50	250
Proportions totale d'inclusion (%)	0 ; 0.005 ; 0.01 ; 0.05 – 1 par pas de 0.05 ; 10 – 100 par pas de 10 ; 10 – 100 par pas de 10	32
Proportions de poussières au sein des inclusion (%)	0 ; 1 ; 10 ; 50 ; 90 ; 99 ; 100	7
Proportions de glace d'eau au sein des inclusion (%)	0 ; 1 ; 10 ; 50 ; 90 ; 99 ; 100	7
Taille de grains de la glace d'eau ( $\mu\text{m}$ )	1 ; 3 ; 10 ; 30 ; 100 ; 300 ; 1000 ; 3000 ; 10000 ; 30000	10
Proportion surfacique de poussière en mélange géographique sub-pixel (%)	0 – 100 par pas de 10	11
Incidence	55° – 80° par pas de 5°	6
Émergence	0° – 30° par pas de 10°	4
Azimut	60°, 150°	2

TABLE 9.1 – Ensemble des valeurs échantillonnées dans la LUT synthétique

### 9.3 Base de données synthétique de référence

La base de données synthétique créée (ou LUT pour *Look Up Table*) doit permettre d'échantillonner l'espace des paramètres de manière optimale : de manière représentative pour ne manquer aucune information, mais pas trop volumineuse pour éviter d'alourdir les calculs. Une série de tests a donc été menée, en parcourant l'espace grossièrement en suivant un échantillonnage logarithmique. Comme on ne connaît pas avec précision les constantes optiques du régolite martien, il est inutile de chercher à retrouver la taille des grains. Pour conserver un maximum de cohérence, ce paramètre n'a pas été échantillonné. L'ensemble des valeurs échantillonnées dans la LUT synthétique est résumé dans le tableau 9.1.

L'épaisseur de la lame de glace a été échantillonnée finement (250 valeurs), car c'est un paramètre qui a une influence très forte sur les spectres (voir chapitre 6). Les autres paramètres ont été échantillonnés de manière logarithmique, pour représenter au mieux l'ensemble de la variabilité possible. Les résultats d'inversion sur des mesures réelles pourront permettre d'ajuster ces échantillonnages (voir chapitre 10).

Cette base de donnée synthétique contient 9939264 spectres, correspondant à 207068 configurations de surfaces différentes pour 48 géométries de mesures. Chacun des spectres a été calculé à haute résolution spectrale (29037 longueurs d'onde à une résolution spectrale d'environ  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ ), puis ré-échantillonné à la résolution de l'instrument CRISM (247 longueurs d'onde utilisées ici, à une résolution de 6.5 nm), en utilisant ses PSF (*Point Spread Function*, ou fonction d'étalement du point : c'est la fonction de transfert du capteur). Elle a été calculée en 60h, en parallèle sur 4 coeurs CPU Intel® Xeon E5640, 2.66 GHz.

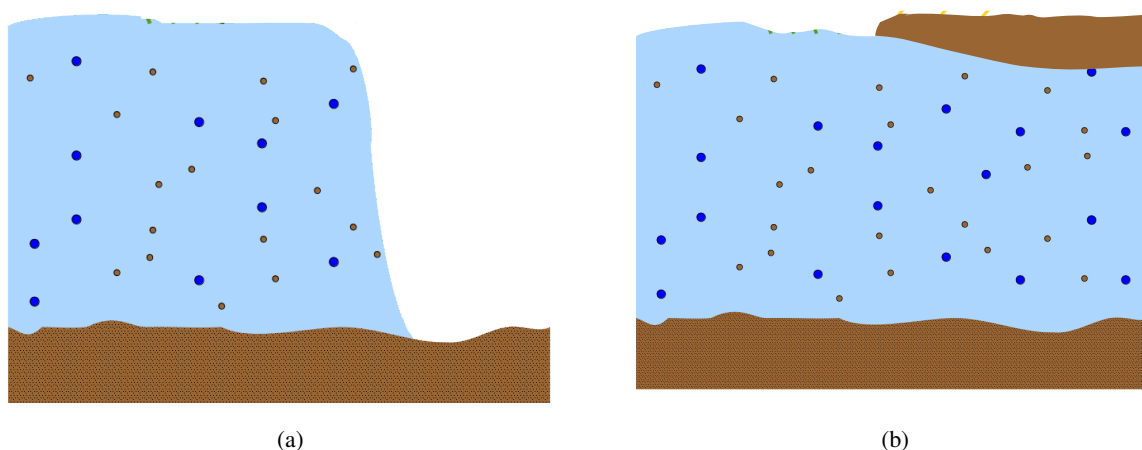


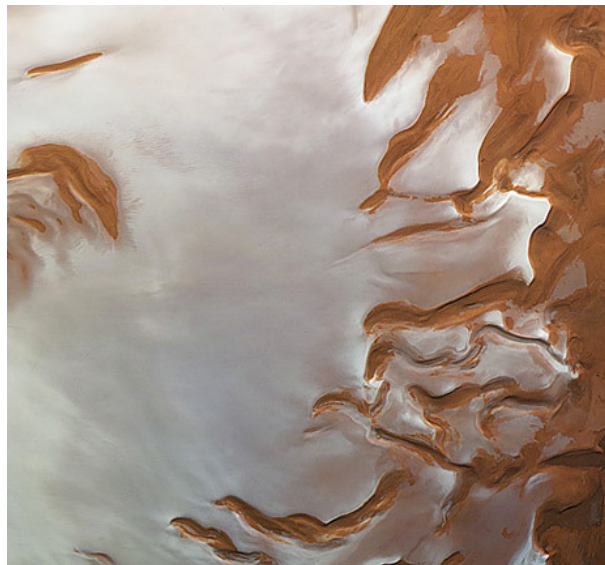
FIGURE 9.8 – Possibilité de mélange géographique sub-pixel : (a) zone complètement dégelées et zones contenant encore une couche de glace, (b) couche optiquement épaisse de poussière recouvrant la couche de glace. Ces deux situations sont indifférentiables pour le modèle.

Un dernier élément doit être pris en compte : la possibilité d'un mélange géographique sub-pixel. En effet, à la résolution spatiale de l'instrument CRISM, d'environ 20m par pixel, il est possible qu'au cours du printemps, on observe au sein d'un même pixel un mélange de zones contenant encore une couche de glace et de zones complètement dégelées. Il est aussi possible que suite à des éjections, une couche de poussières optiquement épaisse recouvre la couche de glace localement (voir Figure 9.8). Ces deux possibilités sont décrites exactement de la même manière, en considérant un mélange linéaire (voir section 4.2) entre une surface décrite par le modèle de transfert radiatif (Andrieu *et al.*, 2015b), et une surface constituée uniquement de régolite.

Pour prendre en compte cette possibilité lors de l'inversion, la LUT est élargie, en calculant le mélange avec un spectre de poussière martienne à la géométrie de l'inversion, et pour les différentes proportions surfaciques souhaitées. Dans le cadre de cette étude, nous avons échantillonné 11 valeurs de proportions surfaciques de mélange linéaire avec de la poussière, variant de 0% à 100% par pas de 10%. La LUT comparée aux données lors de l'inversion est donc en réalité 11 fois plus volumineuse que celle décrite précédemment, et contient donc un total de 109331904 spectres, correspondant à 2277748 configurations de surface différentes.

# Chapitre 10

## Inversion de données de spectro-imagerie



Vue de la calotte résiduelle nord de Mars prise le 17 mai 2010 par la caméra HRSC embarquée à bord de Mars Express, au moment du solstice d'été boréal (Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).

L'inversion des données de spectro-imagerie martiennes est réalisée en utilisant la méthode décrite en section 4.3, et en utilisant la matrice de covariance  $\bar{\bar{C}}$  décrite en section 10.1.1, représentant les différentes sources d'incertitudes estimées sur ces données. Les résultats obtenus sont discutés en section 10.3.

## 10.1 Incertitudes sur les données

### 10.1.1 Estimation des incertitudes

#### Incertitudes liées aux corrections

Comme on a pu le voir en section 9.2, les variations de topographie à la surface peuvent induire la mesure biaisée de la pente spectrale entre  $1\mu\text{m}$  et  $2.6\mu\text{m}$ . L'effet d'une pente en surface se traduit sur un spectre mesuré en l'apparition d'une pente spectrale, qui est accentué par l'algorithme de correction. Cet effet photométrique, qui dépend de la longueur d'onde, est dû au fait que la surface n'est pas parfaitement lambertienne dans la correction atmosphérique.

Dans le processus d'inversion de données martienne, il paraît donc nécessaire de prendre en compte ces effets, pour ne pas risquer de les interpréter comme une variabilité réelle. On peut voir sur la figure 8.4 que l'ajout d'une pente spectrale à la mesure suffit pour supprimer totalement cet effet entre  $1\mu\text{m}$  et  $2.6\mu\text{m}$ . On peut donc prendre en considération cet effet en définissant une incertitude sur la pente spectrale, avec un niveau correspondant aux biais observés, soit au maximum  $0.03\mu\text{m}^{-1}$ . Cela n'est cependant pas suffisant pour le reste du spectre entre  $2.6\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$ , où l'effet observé semble plus complexe.

Il apparaît donc à la fois plus simple et plus prudent de limiter les données à la gamme spectrale  $1\mu\text{m}$ - $2.6\mu\text{m}$ . Dans ce domaine les incertitudes liées aux corrections atmosphériques peuvent être prises en compte facilement, tout en ayant accès à 247 longueurs d'onde dans une gamme où les glaces de  $\text{CO}_2$  et d'eau possèdent de nombreux motifs diagnostics (voir Figure 3.4).

#### Bruit instrumental

Le bruit instrumental de l'instrument CRISM est nominalelement très faible, avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 400 à 500 (Murchie *et al.*, 2007). Cependant, les jeux de données réelles montrent un niveau de bruit nettement supérieur. En effet, le bruit de mesure ne dépend pas que des capteurs, mais aussi de nombreux facteurs telles que la stabilité des couches atmosphériques, ou les variations des conditions géométriques au sein des pixels. On peut estimer ce bruit de mesure en calculant la matrice de covariance d'un jeu de données supposées identiques. Nous avons estimé ce bruit à environ 3% du signal, en accord avec Ceamanos *et al.* (2013); Fernando *et al.* (2013).

### 10.1.2 Procédé de construction de la matrice de covariance des incertitudes

La matrice de covariance  $\overline{\overline{C}}$  traduit les différentes sources d'incertitudes, en supposant que ces dernières suivent des lois gaussiennes. Dans ce cas, une source d'incertitude est caractérisée par un axe dans l'espace des observables, et par un écart type traduisant son amplitude. Les différentes sources d'incertitudes sont supposées indépendantes, et donc les axes les portant sont orthogonaux entre eux. Ces axes sont les vecteurs propres de la matrice  $\overline{\overline{C}}$ , et les écarts types correspondant aux différentes sources d'incertitudes sont les valeurs propres associées à ces axes.

Pour les incertitudes liées aux corrections atmosphériques et à la géométrie, on a montré qu'on pouvait les assimiler à une pente, que l'on peut donc faire porter par le vecteur  $\vec{s} = \frac{\vec{S}}{\|\vec{S}\|}$ , avec  $\vec{S} = (-\frac{n_c-1}{2}, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, \frac{n_c-1}{2})$ . Cette pente est en fait réellement caractérisée par deux coefficients : la valeur de la pente, qui correspond à la valeur propre associée à  $\vec{s}$ , et l'ordonnée à l'origine, qui correspond à une translation verticale portée par l'axe  $\vec{t} = \frac{1}{n_c}(1, \dots, 1)$ . C'est en fait le vecteur  $\vec{t}$  qui impose la formulation de  $\vec{s}$ . En effet, il n'y a qu'une seule formulation possible pour représenter une translation verticale d'un spectre, qui est selon le vecteur  $\vec{t}$ , alors que plusieurs vecteurs sont possibles pour représenter une pente. Par exemple, un vecteur  $\vec{s}' = \frac{2}{n_c(n_c+1)}(1, \dots, n_c)$  aurait semblé convenir. Cependant, seul le vecteur  $\vec{s}$  permet un produit scalaire nul avec  $\vec{t}$  caractérisant des vecteurs orthogonaux.

On considère que les autres sources d'incertitudes sont liées au bruit des détecteurs. On fait de plus l'hypothèse classique que ce bruit est du même ordre de grandeur quelle que soit la longueur d'onde considérée. On le représente donc par un unique coefficient dans l'espace orthogonal aux deux vecteurs décrits précédemment.

On a donc identifié deux vecteurs orthonormaux permettant de représenter la source d'incertitude principale, liée à la topographie locale et aux corrections atmosphériques. On cherche donc maintenant à construire une matrice  $\overline{\overline{C}}$  inversible et symétrique dont la base propre contient  $\vec{s}$  et  $\vec{t}$ . On commence donc par définir la base propre,  $\mathcal{B}_P(\vec{t}, \vec{s}, \vec{n}_1, \dots, \vec{n}_{n_c-2})$ , avec  $(\vec{n}_1, \dots, \vec{n}_{n_c-2})$  le sous espace portant le bruit. Les vecteurs  $\vec{t}$  et  $\vec{s}$  sont déjà orthonormés, et on construit les  $\vec{n}_i$  itérativement par le procédé de Gram-Schmidt, pour obtenir une base orthonormée. Ce procédé consiste à déterminer les vecteurs de la base un par un, en écrivant les produits scalaires avec les vecteurs déjà déterminés et en résolvant le système linéaire traduisant l'orthogonalité avec les autres vecteurs (tous les produits scalaires doivent être nuls). Le vecteur déterminé est ensuite normalisé, et on passe au vecteur suivant.

Dans cette base, la matrice  $\overline{\overline{C}}$  est diagonale, et ses coefficients diagonaux sont les valeurs propres caractérisant les différentes sources d'incertitude, que l'on peut alors fixer aux niveaux souhaités. L'expression finale de la matrice de covariance  $\overline{\overline{C}}$  est obtenue en effectuant un simple changement de base de  $\mathcal{B}_P$  vers la base canonique.

## 10.2 Sélection des lieux étudiés

Comme mentionné au chapitre 8, on a choisi d'étudier une zone pour laquelle on a une bonne couverture temporelle, et ce tout au long du printemps. La zone retenue est le champ de dunes du cratère de



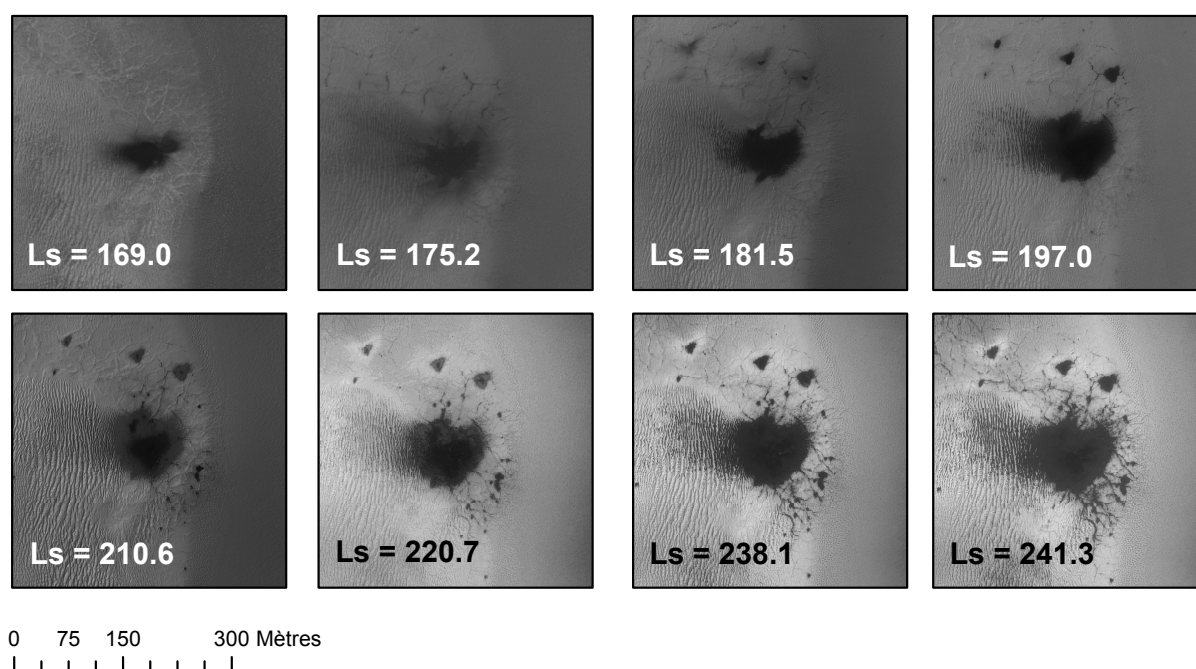


FIGURE 10.1 – Évolution d’une tache sombre située dans l’inter-dunes, dans le cratère de Richardson. Série temporelle HiRISE. Il est à noter que la première donnée exploitable CRISM est à  $L_s = 181.5^\circ$

Richardson ( $72^\circ\text{S}$ ,  $180^\circ\text{E}$ ), pour laquelle 12 cubes CRISM sont disponibles de  $L_s = 172^\circ$  à  $L_s = 280^\circ$ . Le nom de ces cubes et la date correspondante dans la saison sont résumés dans le tableau 8.1.

Des critères de bande (voir section 3.3.2.1) ont permis d’attester de la présence de glace de  $\text{CO}_2$  et de glace d’eau pour neuf des onze cubes exploitables (voir tableau 8.1). La méthode d’inversion a été appliquée à une sélection de pixels parmi ces onze cubes permettant de faire un suivi temporel de l’évolution de la surface en quelques lieux précis et ciblés, tout au long du printemps.

Six différentes localisations ont fait l’objet d’une étude détaillée : 4 points dits *de contrôle*, c’est-à-dire que les images HiRISE disponibles ne permettent pas d’attester d’une quelconque activité particulière en ces divers endroits pendant le printemps, et 2 points au centre de taches sombres.

La majeure partie des dunes dans le cratère de Richardson possède une pente faisant face à l’est et une pente faisant face à l’ouest. On a donc choisi un pixel de contrôle sur une crête de dune (point CC), un dans une pente faisant face à l’est (point CPE), un dans une pente faisant face à l’ouest (point CPO), et un dernier dans l’inter-dunes (point CID). De cette manière on doit pouvoir suivre l’évolution de la majeure partie des terrains présents et ne présentant pas d’activité visible.

On observe sur les images HiRISE deux populations bien distinctes de taches sombres, comme en témoignent les figures 10.1, 10.2 et 10.3. Dans l’inter-dunes, les taches sombres sont déjà présentes au moment des premières observations, et croissent pendant le printemps (voir Figure 10.1), alors qu’elles apparaissent plus tardivement sur les crêtes (voir figure 10.2). Ce comportement est cohérent avec celui relevé pour les dépôts de l’hémisphère nord par Pommerol *et al.* (2012). Un point issu du centre d’une tache sombre dans l’inter-dune (TID) et un au centre d’une tache sombre sur une crête de dune (TC)

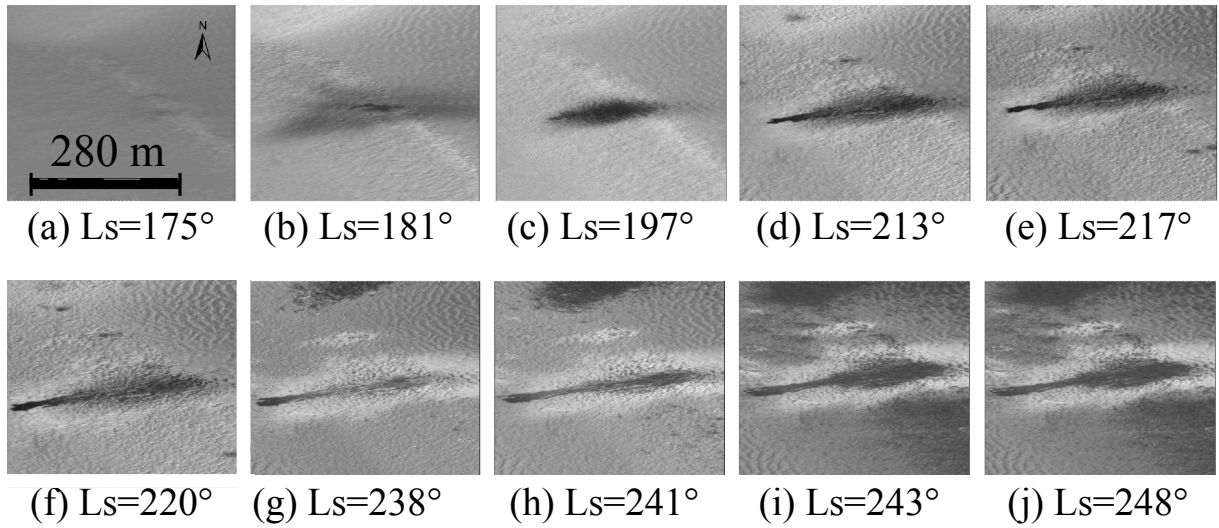


FIGURE 10.2 – Évolution d’une tache sombre située sur une crête de dune, dans le cratère de Richardson. Série temporelle HiRISE. La tache sombre apparaît entre  $L_S = 175^\circ$  et  $L_S = 181^\circ$ . À  $L_S = 213^\circ$ , on remarque qu’un écoulement émanant du centre de la tache sombre est apparu. Il est à noter que la première donnée exploitable CRISM est à  $L_S = 181.5^\circ$ . Le centre de cette tache sombre a fait l’objet d’une étude détaillée, et sera appelé « point TC » par la suite.

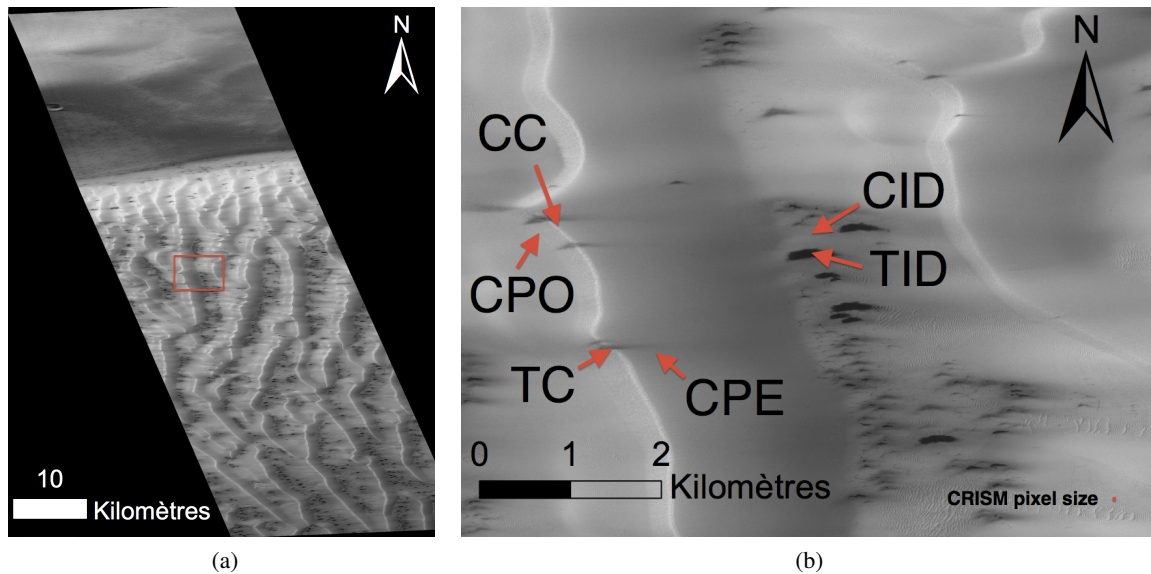


FIGURE 10.3 – Contexte géographique pour les six lieux étudiés. (a) Image HiRISE PSP\_002542\_1080\_RED dans son ensemble, pour  $L_S = 181.5^\circ$ . (b) Zoom dans le rectangle rouge de la figure (a). Les différents points étudiés sont repérés par des flèches. CC : *Contrôle, Crête* ; CPE : *Contrôle, Pente Est* ; CPO : *Contrôle, Pente Ouest* ; CID : *Contrôle, Inter-Dune* ; TC : *Tache, Crête* ; TID : *Tache, Inter-Dune* (cf tableau 10.1). Le carré rouge en bas à droite représente la taille d’un pixel CRISM.

Abréviation	Description
CC	Point de contrôle sur une crête
CPE	Point de contrôle sur une pente orientée vers l'est
CPO	Point de contrôle sur une pente orientée vers l'ouest
CID	Point de contrôle dans l'inter-dunes
TC	Point dans une tache sombre sur une crête
TID	Point dans une tache sombre de l'inter-dunes

TABLE 10.1 – Récapitulatif des noms des points étudiés.

ont donc été étudiés, afin d'analyser les éventuelles différences de propriétés de la surface en lien avec l'apparition plus tardive des taches sur les crêtes.

La description des points étudiés et des abréviations utilisées sont détaillées dans la figure 10.3 et le tableau 10.1.

## 10.3 Résultats

### 10.3.1 Inversion

La méthode d'inversion présentée en section 4.3, associée à l'utilisation de la matrice de covariance définie en section 10.1.1 permet de prendre en compte le fait que le spectre en réflectance de la surface peut être légèrement déformé par une pente spectrale et un niveau à cause d'une correction atmosphérique imparfaite. Il est crucial de ne pas prendre en compte ces déformations, ceci conduisant à les interpréter en terme de composition et d'état de la surface de manière erronée. Cependant, cela signifie que la meilleure simulation selon la méthode ne correspond pas forcément à la donnée en terme de pente spectrale moyenne ou de niveau du continuum, les déformations mentionnées précédemment affectant précisément ces deux aspects. Les ajustements présentés sur les figures 10.4 et 10.5 ont été faits en déformant la donnée selon le niveau estimé par l'algorithme d'inversion, pour donner à ces ajustements un aspect visuel cohérent.

Les ajustements présentés figures 10.6 et 10.7 montrent la donnée telle qu'elle est fournie à l'algorithme d'inversion, après corrections atmosphériques. Ceci permet d'apprécier le fait que les ajustements semblant les plus éloignés par rapport à la donnée au sens de la norme  $L_2$  usuelle correspondent à des données présentant des défauts de correction atmosphérique manifestes. C'est le cas par exemple sur l'ajustement de la figure 10.6 correspondant à  $L_S = 238^\circ$ , pour lequel la donnée après corrections atmosphériques présente des valeurs négatives aberrantes, signe d'une sur-correction atmosphérique. La possibilité d'une sur-correction est cohérente avec une valeur d'épaisseur optique élevée de 1.32 utilisée pour les corrections.

D'une manière générale, on arrive plutôt bien à reproduire les données CRISM à l'aide du modèle de transfert radiatif, comme on peut le voir sur les figures 10.4 et 10.5. Les ajustements sont de qualité

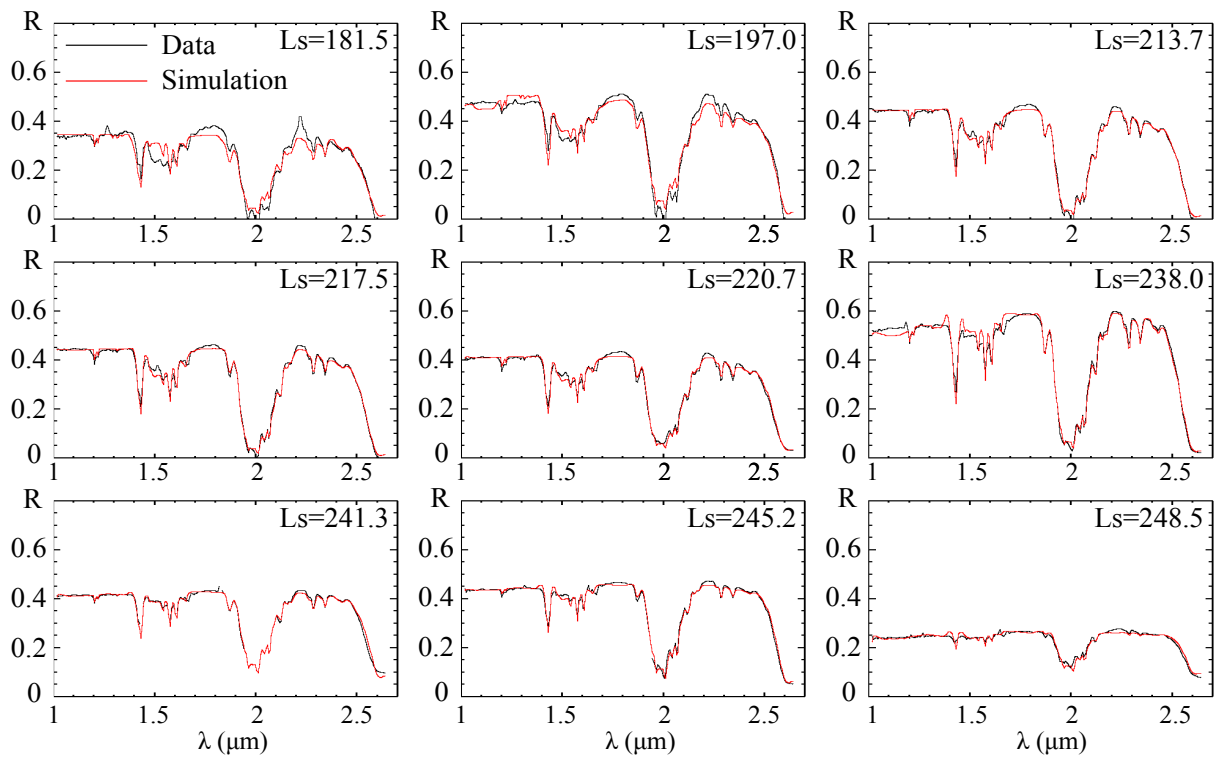


FIGURE 10.4 – Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé.

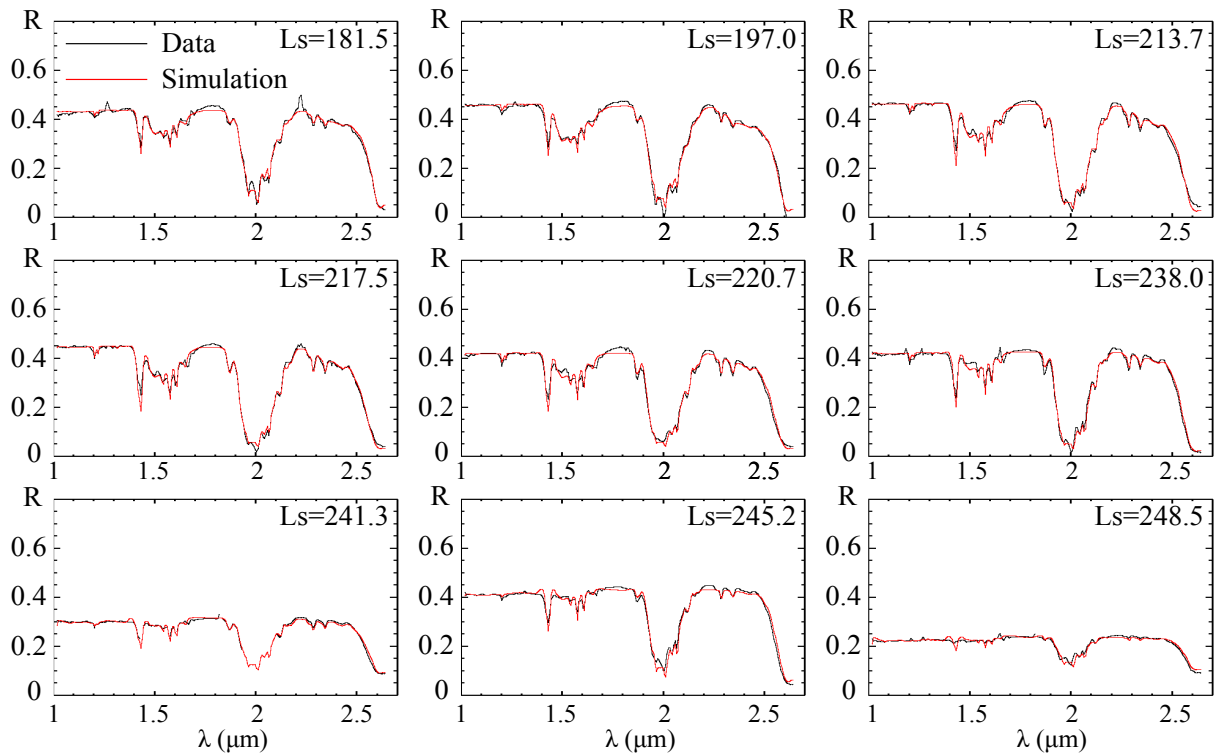


FIGURE 10.5 – Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CID, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé.

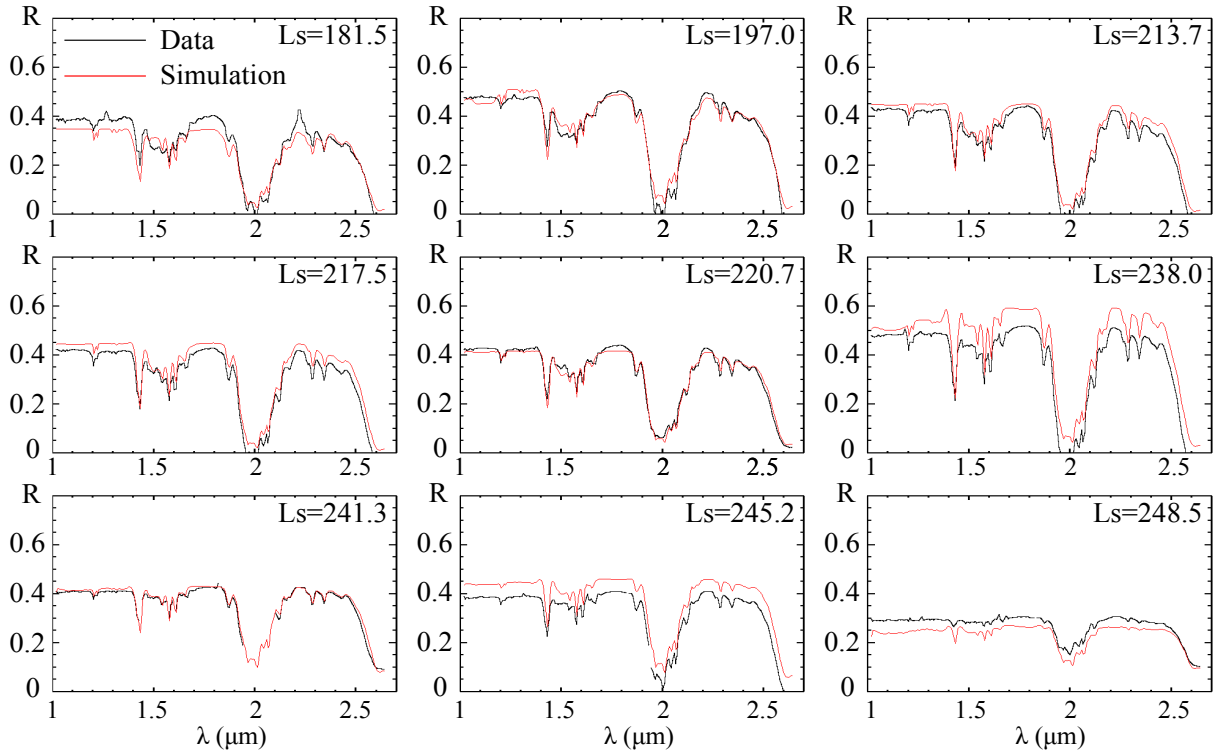


FIGURE 10.6 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ .

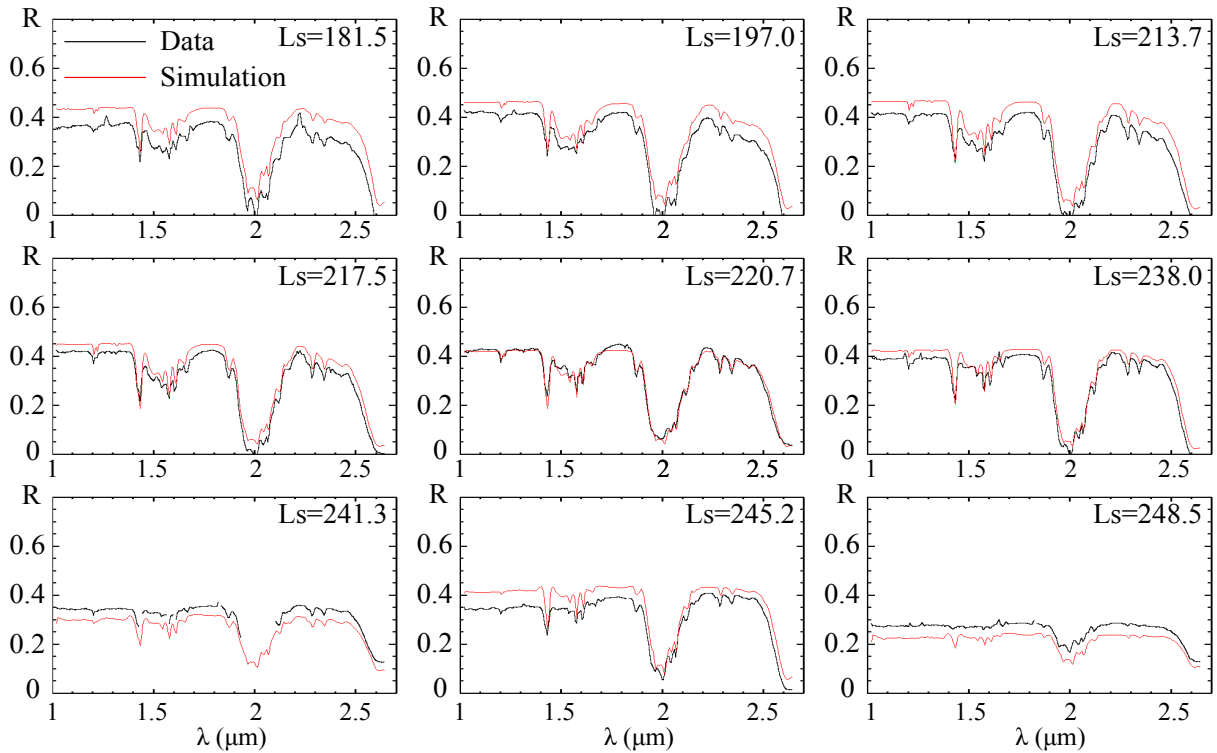


FIGURE 10.7 – Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CID, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ .

$L_S$ (°)	Quantité prédite de glace de CO <sub>2</sub> en surface (kgm <sup>-3</sup> )	Épaisseur correspondante (mm)
175.213	684	426
181.550	668	416
197.016	615	383
213.719	442	275
217.503	402	250
220.683	369	230
238.066	186	116
241.319	151	94
245.220	109	68
248.483	74	46
251.104	42	26
283.403	0	0

TABLE 10.2 – Prévisions de modèles de climat pour cette latitude (Lewis *et al.* , 1999; Forget *et al.* , 1999; Forget *et al.* , 2006; Millour *et al.* , 2012; Millour *et al.* , 2014), et épaisseurs de glace correspondantes, en supposant la masse volumique usuelle  $\rho = 1606 \text{ kgm}^{-3}$  pour la glace de CO<sub>2</sub> (Kieffer, 2007; Thomas *et al.* , 2011). Ces données d'épaisseur sont représentées dans les graphes de la figure 10.8.

comparable pour les autres points étudiés. L'ensemble de ces ajustements est rassemblé en annexe, page 279.

### 10.3.2 Épaisseur

En règle générale, l'épaisseur estimée par l'algorithme d'inversion pour la couche de glace décroît au cours du printemps, comme on s'attend naturellement à le voir. Pour tester la cohérence de ces estimations plus en profondeur, nous avons cherché à les comparer avec d'autres estimations indépendantes. Les prédictions des modèles de climat sont aisément accessibles via la Mars Climate Database ([http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mcd\\_python/](http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mcd_python/), Lewis *et al.* , 1999; Forget *et al.* , 1999; Forget *et al.* , 2006; Millour *et al.* , 2012; Millour *et al.* , 2014). Le tableau 10.2 détaille les quantités de glace de CO<sub>2</sub> présentes en surface, en kg.m<sup>-3</sup> aux dates des différentes acquisitions CRISM. Les épaisseurs sont ensuite déduites en considérant une couche homogène, et la masse volumique  $\rho = 1606 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la glace de CO<sub>2</sub> (Kieffer, 2007; Thomas *et al.* , 2011). Les données d'épaisseur déduites des modèles de climat sont ensuite reportées dans les graphes présentant des estimations d'épaisseur de glace de la figure 10.8. La figure 10.8 présente le suivi temporel de l'épaisseur de la glace pour les quatre points de contrôle et pour les deux points situés dans les taches sombres, du début à la fin du printemps local. Elles représentent sur un même graphe les valeurs de densité de probabilités marginales *a posteriori* (cf section 4.3) pour chaque inversion, accompagnées des valeurs d'épaisseur au maximum de vraisemblance, et des estimations fournies par les modèles de climat.

On peut voir sur la figure 10.8 que dans l'ensemble, les estimations directes réalisées avec notre algorithme et les prévisions des modèles de climat sont cohérentes (Forget *et al.* , 1999; Lewis *et al.* , 1999; Millour *et al.* , 2012). On observe des ordres de grandeur similaires, et même souvent des estimations très

proches, excepté pour  $L_S = 181.5$ , où l'on observe des épaisseurs nettement supérieures à celles prédites. On peut de plus noter une variabilité locale de l'épaisseur, à une échelle qui n'est pas prise en compte par les GCM : la couche de glace est plus épaisse sur les crêtes de dunes (CC), plus fine dans l'inter-dunes (CID et TID) et intermédiaire dans les pentes (CPO et CPE). Par ailleurs on n'observe pas de différence d'épaisseur entre les pentes orientée vers l'est ou vers l'ouest, ce qui est attendu, car l'ensoleillement reçu par chacune est comparable.

Au centre des taches sombres, l'épaisseur de la couche est plus faible que celle des zones environnantes (on compare les épaisseurs en CC avec celle en TC, et celle en CID avec celle en TID), ce qui est cohérent avec le mécanisme de jets proposé par Piqueux *et al.* 2003 et Kieffer *et al.* 2006 (*cf* section 2.2) : on s'attend à ce que la glace rompe à l'endroit où elle est la plus fragile, et donc possiblement où l'épaisseur de la couche est la plus faible. Dans les taches sombres de l'inter-dune, l'épaisseur de la couche est faible dès le début du printemps, ce qui est cohérent avec l'activité de jets beaucoup plus précoce dans ces zones (voir figures 10.1 et 10.2, et Pommerol *et al.* , 2012 pour un équivalent au nord). Celles-ci sont éclairées plus longtemps par jour que les zones de pentes (les pentes sont orientées vers l'est ou l'ouest) dès la fin de la nuit polaire, et la rugosité plus importante des zones d'inter-dune par rapport aux zones lisses des pentes favorisent une sublimation basale plus importante, et ainsi l'activité est précoce (Pommerol *et al.* , 2012). Il est à noter que l'épaisseur reste constante pendant toute la saison, ce qui est cohérent avec un effet dû à la contamination par de la glace d'eau avancé par (Pommerol *et al.* , 2012), et que l'on discutera en section 10.3.3 et sur les figures 10.9 et 10.10.

### 10.3.3 Contamination

#### 10.3.3.1 Proportions d'impuretés

**10.3.3.1.1 Contenu total** Le contenu total en impuretés de la couche de glace correspond à la somme des proportions volumiques de glace d'eau et de poussières dans la matrice. Comme on peut le voir sur la figure 10.9, ce contenu semble rester relativement stable entre 0.01 % et 0.1 % (100ppmv et 1000ppmv) au cours du printemps, et ce pour l'ensemble des points de contrôle sans activités (CC, CPE, CPO, CID). Le point CID dans l'inter-dune semble légèrement moins contaminé que les autres points de contrôle.

Comme on le voit sur la figure 10.9, les deux points étudiés dans les taches sombres présentent des comportements différents : le point TC semble avoir un niveau de contamination semblable à celui des points de contrôle. À l'inverse, le point TID dans l'inter-dune, semble très nettement plus contaminé que tous les autres points étudiés, affichant des contenus en impuretés jusqu'à 5 fois supérieurs à ceux des autres localisations en début de printemps. La contamination en TID diminue ensuite en quelques semaines pour se stabiliser au même niveau que les points environnants.

Le comportement de TID est cohérent avec le mécanisme de jets. En effet, le déclenchement d'un jet de gaz est supposé être un événement violent, qui arrache du matériel au régolite pour le déposer au sommet de la couche de glace. On s'attend donc naturellement à observer une contamination plus importante aux abords des taches sombres. À l'inverse, le comportement de TC est inattendu. Ce point affiche un niveau

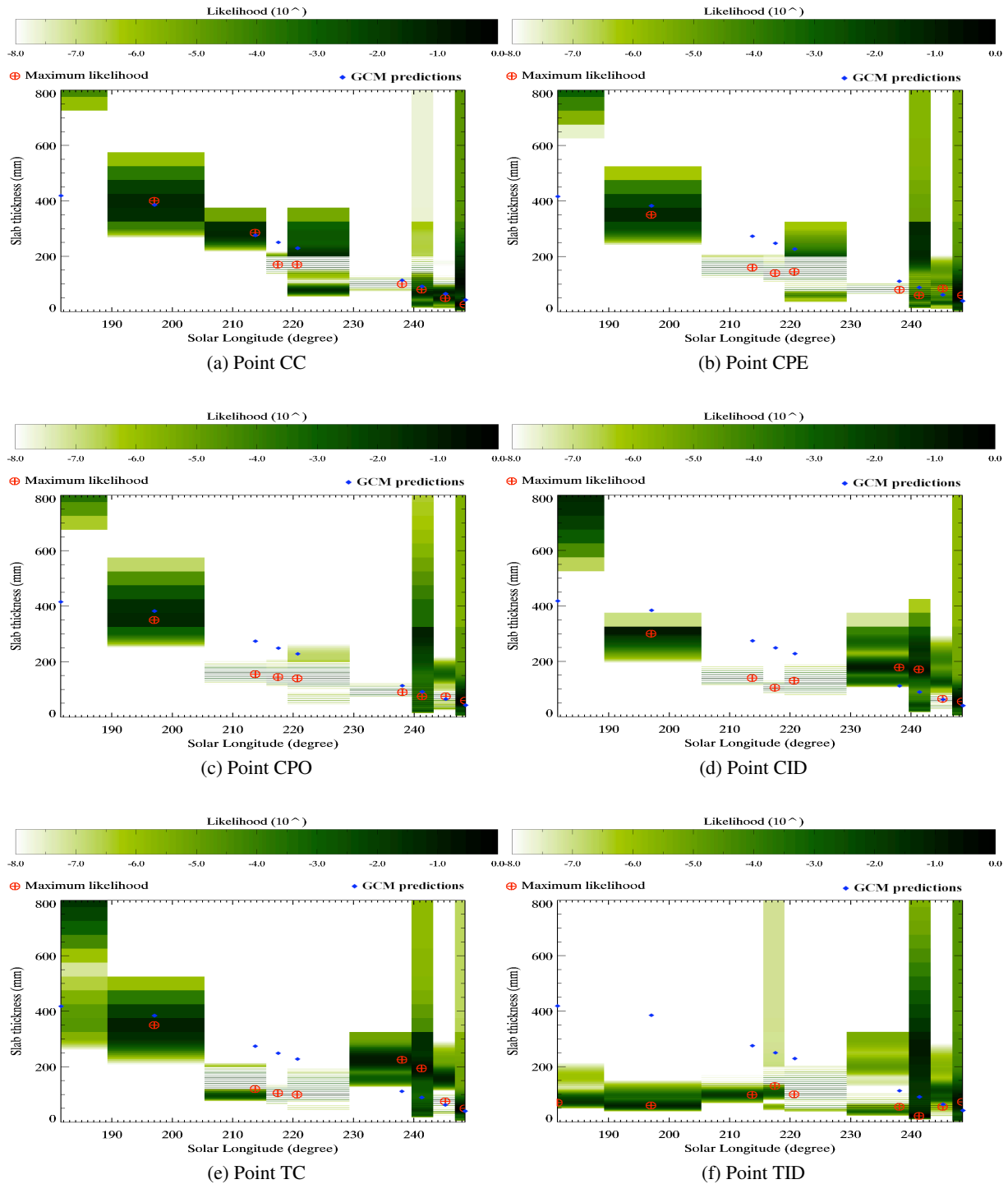


FIGURE 10.8 – Variations de l'épaisseur en fonction de  $L_S$  pour 4 points de contrôle, (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO), (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les niveaux de vert représentent la densité de probabilité marginale *a posteriori* pour l'épaisseur en échelle logarithmique, et les croix rouges désignent la valeur au maximum de vraisemblance. À titre de comparaison, l'évolution de l'épaisseur de glace de  $\text{CO}_2$  en surface prédite par les modèles de climat (Millour *et al.*, 2014 ©LMD/OU/IAA/ESA/CNES), en considérant une masse volumique classique  $\rho = 1606 \text{ kg m}^{-3}$  (Kieffer, 2007) pour la glace est représentée en bleu.



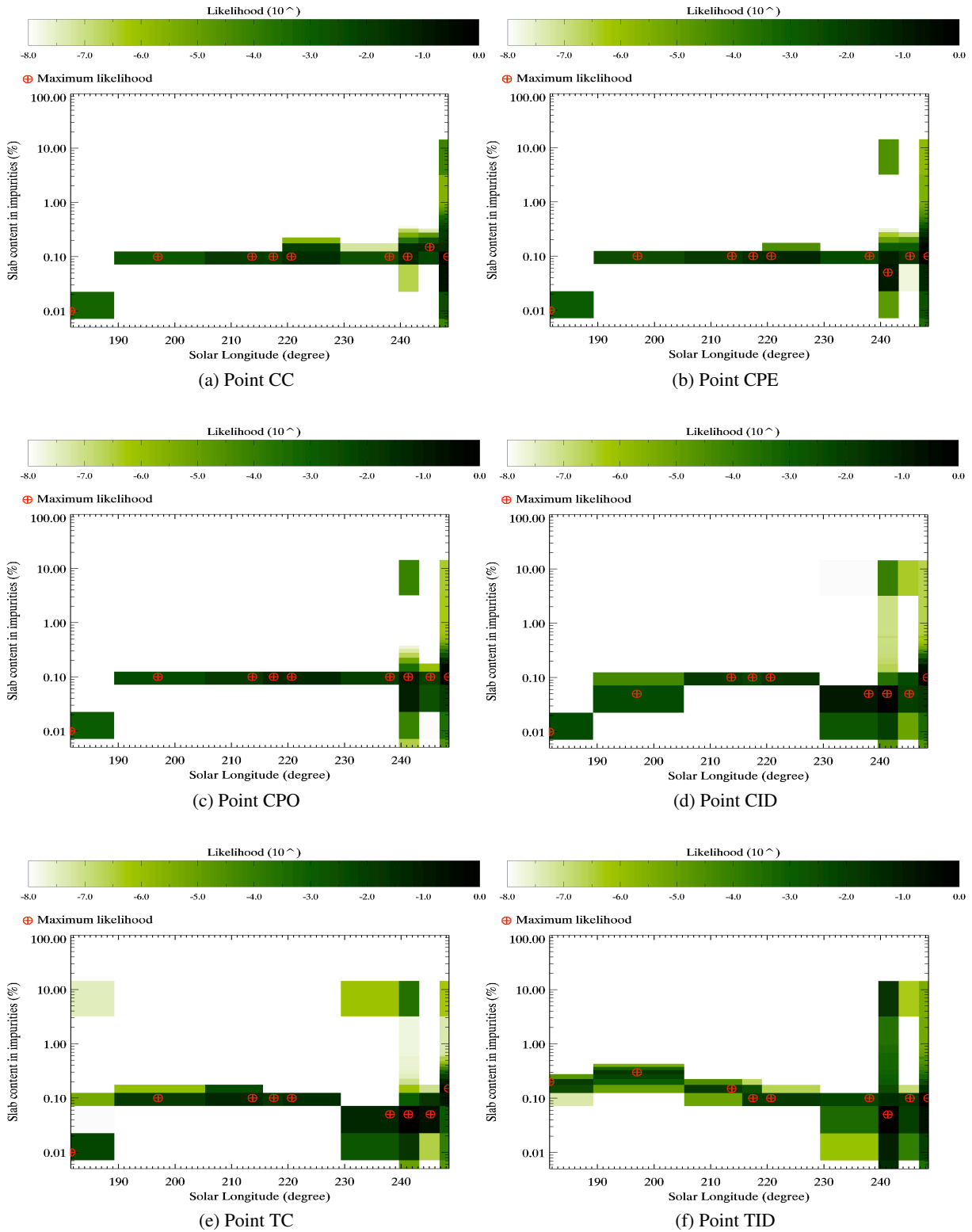


FIGURE 10.9 – Variations du contenu volumique total en impuretés pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

de contamination équivalent à celui du point de contrôle environnant. Un mécanisme de nettoyage plus efficace sur les crêtes des dunes, comme proposé par Pommerol *et al.* (2011), pourrait permettre, associé à une vitesse d'enfoncement importante, d'expliquer ce comportement, et de lever cette incompatibilité apparente avec le mécanisme de jets. Les vitesses d'enfoncement estimées par Portyankina *et al.* (2010) pour des grains de poussière sphériques ne permettent pas de trancher sur ce point.

La topographie pourrait aussi permettre d'expliquer cette différence de comportement entre les points TC et TID. En effet, les poussières déposées à la surface peuvent dévaler le long des pentes pour s'accumuler préférentiellement au pied des dunes. De plus, le flux de sublimation ascendant d'intensité croissante pendant le printemps favorise ce mécanisme. Ceci expliquerait la formation d'écoulements émanant des taches sombres, comme celui de la figure 10.2 à partir de  $L_S = 213^\circ$ . On s'attendrait dans ce cas à retrouver une contamination plus importante dans l'inter-dune, ou au moins au pied des pentes. Le suivi d'un point de contrôle précisément en bas de pente permettrait de trancher sur ce point.

**10.3.3.1.2 Proportions respectives d'eau et de poussières** Les espèces pouvant contaminer la couche de glace de CO<sub>2</sub> sont de la glace d'eau et des poussières issues du régolite ou de l'atmosphère. Pour l'ensemble des points étudiés, la contamination en poussières semble très faible. En effet, les proportions relatives entre la glace d'eau et les poussières estimées par l'algorithme d'inversion donnent systématiquement une proportion de glace d'eau supérieure à 99 %, soit un contenu total en poussières toujours inférieur à 5 ppmv (voir Figure 10.10). Ceci tend à conforter l'hypothèse d'un nettoyage très efficace des poussières, beaucoup plus que la glace d'eau. Ce comportement est attendu, la poussière étant d'albédo faible (autour de 0.3) comparé à la glace d'eau, pouvant avoir un albédo très élevé, et l'efficacité du nettoyage décroissant pour un albédo croissant.

Les graphes représentant le contenu total en impuretés (Figure 10.9) peuvent donc être directement interprétés comme un contenu volumique en eau (moyennant une erreur inférieure à 1 %).

**10.3.3.1.3 Échappement de glace d'eau** La glace d'eau présente dans la surface est en contact avec de la glace de CO<sub>2</sub> tout au long du printemps, qui constitue ainsi un piège froid. On ne s'attend donc pas à ce qu'elle se sublime tant que la glace de CO<sub>2</sub> n'a pas totalement disparu. Il paraît donc naturel de relever un contenu volumique en glace d'eau croissant à mesure que la quantité de CO<sub>2</sub> diminue. Cependant, les analyses combinées des paragraphes 10.3.3.1.1 et 10.3.3.1.2 montrent clairement que cela n'est pas le cas. Il y a donc un échappement de glace d'eau.

Cet échappement peut être expliqué par l'activité printanière de jets. En effet, lors d'une éjection, une partie de la glace d'eau entraînée par le jet peut rester en suspension dans l'atmosphère, portée par le flux de sublimation ambiant (Kieffer *et al.*, 2000). Dans ce cas, la partie fine des grains de glace d'eau doit progressivement être éliminée au fil des éjections répétées, et la taille de grain estimée par le modèle doit donc augmenter au cours du printemps (voir Figure 10.14). La figure 10.11 montre que la taille de grains augmente pendant le printemps pour l'ensemble des points étudiés, jusqu'à environ  $L_S = 238^\circ$ . Cette augmentation est cohérente avec le mécanisme d'échappement proposé. En revanche, elle est suivie en toute fin de printemps par une brusque diminution de la taille de grains. Les raisons pouvant expliquer

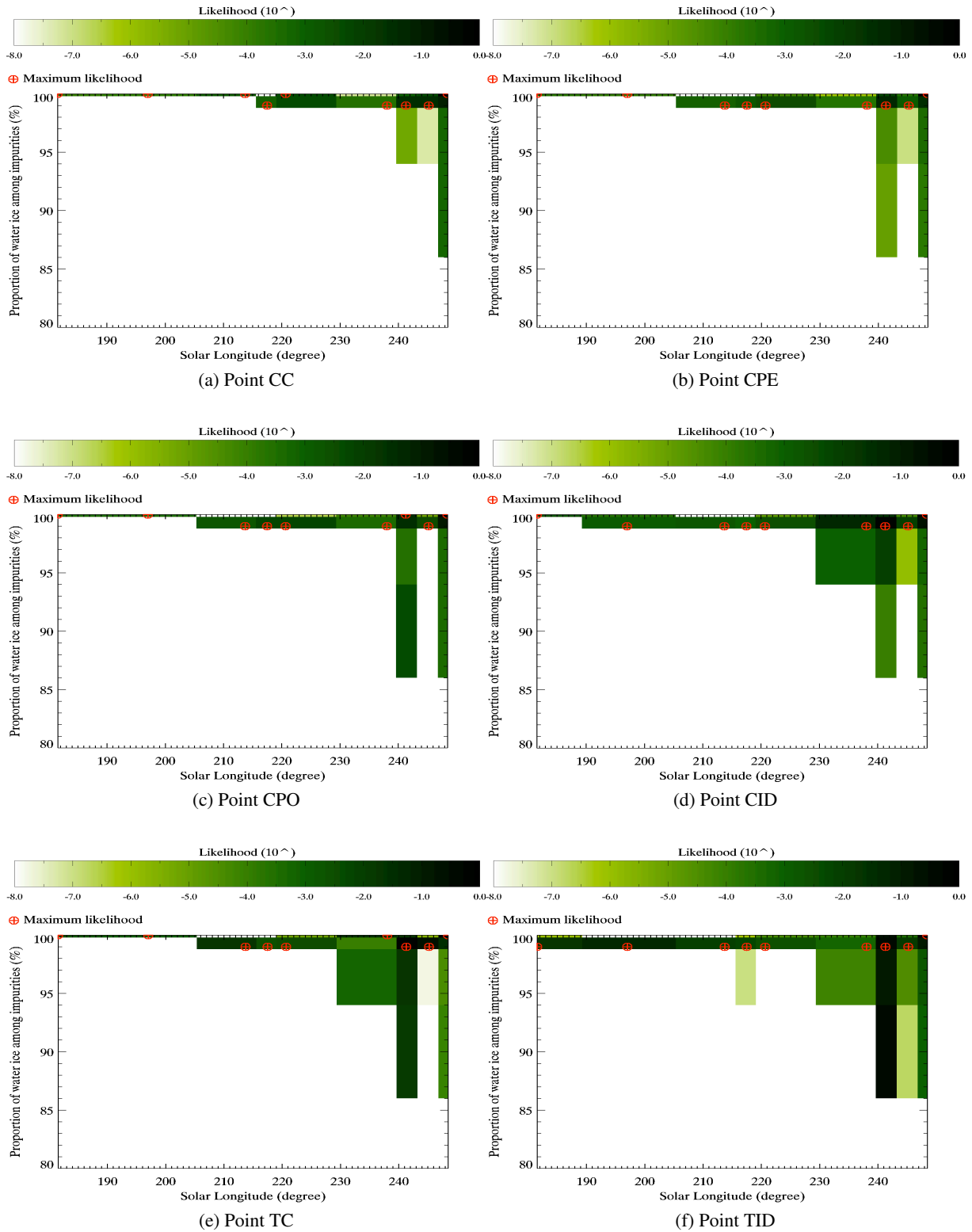


FIGURE 10.10 – Variations de la proportion de glace d’eau respectivement à la poussière pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l’inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l’inter-dune (TID) . Les nuances de vert et les croix rouges s’interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

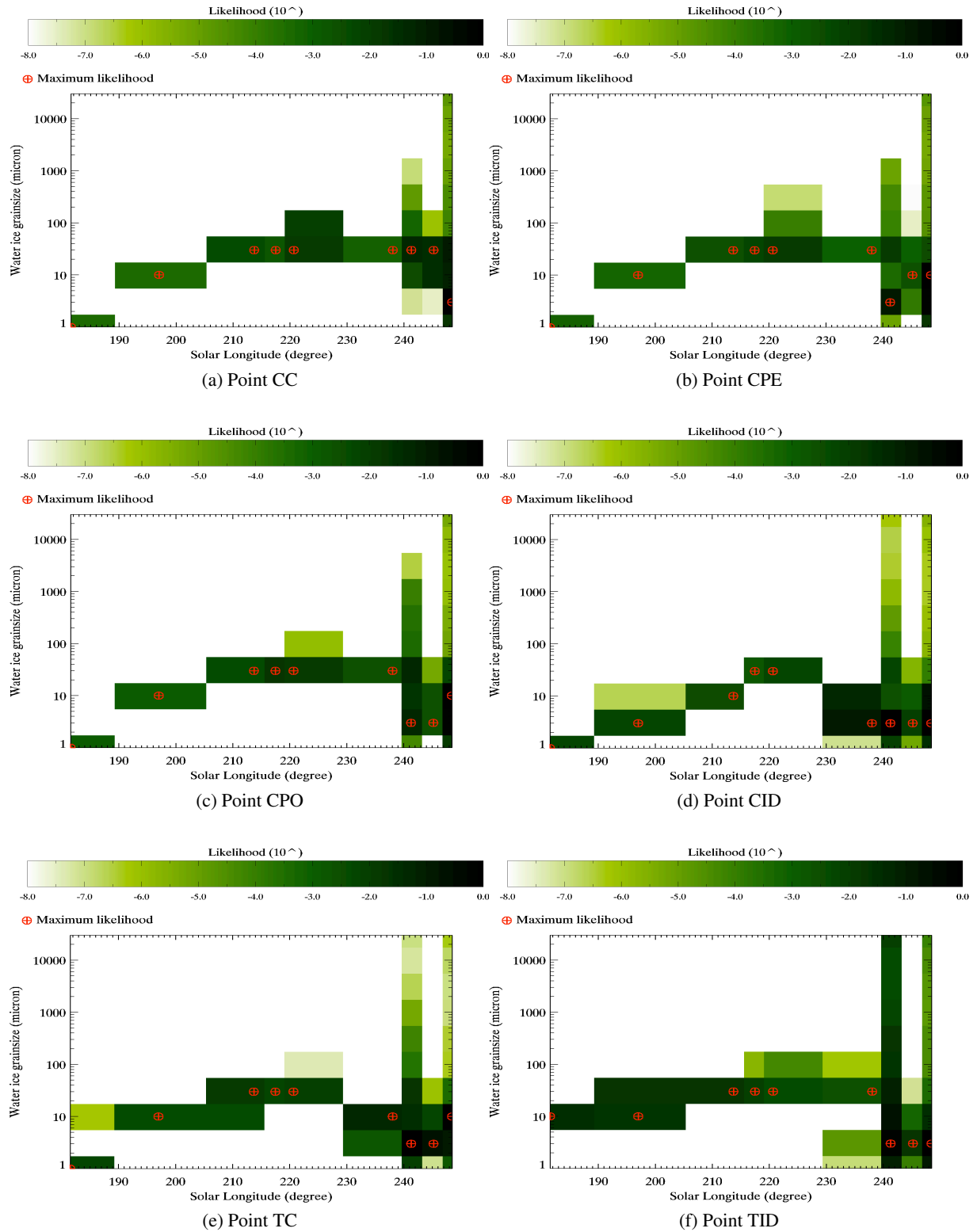


FIGURE 10.11 – Variations de la taille de grains de la glace d’eau pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l’inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l’inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s’interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

ce soudain changement, en lien avec un mélange géographique sub-pixel, seront détaillées à la section suivante (Section 10.3.3.2).

### 10.3.3.2 Proportion de poussières en mélange géographique

Le mécanisme de jets proposé pour expliquer les taches sombres suppose le dépôt d'une couche de poussières et éventuellement de glace d'eau au sommet de la couche après une éjection (voir Section 2.2 et Figure 2.4). Si la couche est suffisamment épaisse localement, on devrait observer, selon l'échelle, soit uniquement de la poussière au centre de la tache sombre, soit un mélange linéaire entre deux types de surface : la poussière et la glace. On peut voir sur la figure 10.12 que l'on n'observe pas de différence significative en terme de mélange géographique sub-pixel de poussières et de glace entre les points situés dans les taches sombres (TC et TID, figure 10.12) et ceux situés dans des zone ne présentant pas d'activité visible (CC, CPE, CPO et CID, figure 10.12). La nature du mélange en surface est donc plus complexe.

Par ailleurs on peut noter que tous les points étudiés présentent un comportement similaire, avec un pic de contamination autours de  $L_s = 220^\circ$  pouvant être expliqué par une éventuelle tempête de poussière, et une nette augmentation de la proportion de poussières en mélange linéaire en surface à partir de  $L_s = 238^\circ$ . Ceci est probablement dû au fait qu'à partir de cette date, le  $\text{CO}_2$  s'est totalement sublimé sur certaines zones de l'image. Cette explication est cohérente avec la soudaine diminution de la taille des grains observée en section 10.3.3.1.3. En effet, la glace de  $\text{CO}_2$  force la température des milieux en contact avec elle à sa température d'équilibre (environ 150K), mais lorsque le  $\text{CO}_2$  a disparu, la température des poussières (le régolite) et de la glace d'eau ne sont plus tamponnées par cette température de condensation du  $\text{CO}_2$ . Dans ce cas, la température augmente, et la glace d'eau finit par se sublimer. Cependant, il reste encore des zones couvertes de glace de  $\text{CO}_2$  à quelques mètres de distance, et la glace d'eau qui vient de se sublimer est piégée de nouveau. Elle se recondense ainsi à la surface en formant un fin givre, expliquant la soudaine diminution de la taille de grains observés (voir Figure 10.14 f). Ce mécanisme a aussi été observé au nord, la sublimation des dépôts saisonniers entraînant la formation d'un anneau de givre d'eau suivant la récession de la calotte saisonnière (Wagstaff *et al.*, 2008; Appéré *et al.*, 2011; Appéré, 2012; Pommerol *et al.*, 2012).

Sur la gamme de longueurs d'onde  $1\mu\text{m} - 2.6\mu\text{m}$ , la poussière a un comportement très monotone (voir par exemple Figure 9.7), quasi linéaire. En réalité, il est difficile de distinguer les effets liés aux aérosols de poussières présents dans l'atmosphère de ceux liés aux poussières présentes au sein de la couche de glace. On s'attend donc à avoir une incertitude élevée sur les estimation de contamination de poussière par l'algorithme d'inversion. Cela n'est pas le cas : les quantités de poussières sont très bien contraintes. Il serait tout de même intéressant de tester l'algorithme avec d'autres méthodes de correction atmosphériques. On peut par exemple utiliser les propriétés photométriques des aérosols pour mieux les isoler et améliorer la correction (Douté *et al.*, 2013; Douté, 2014).

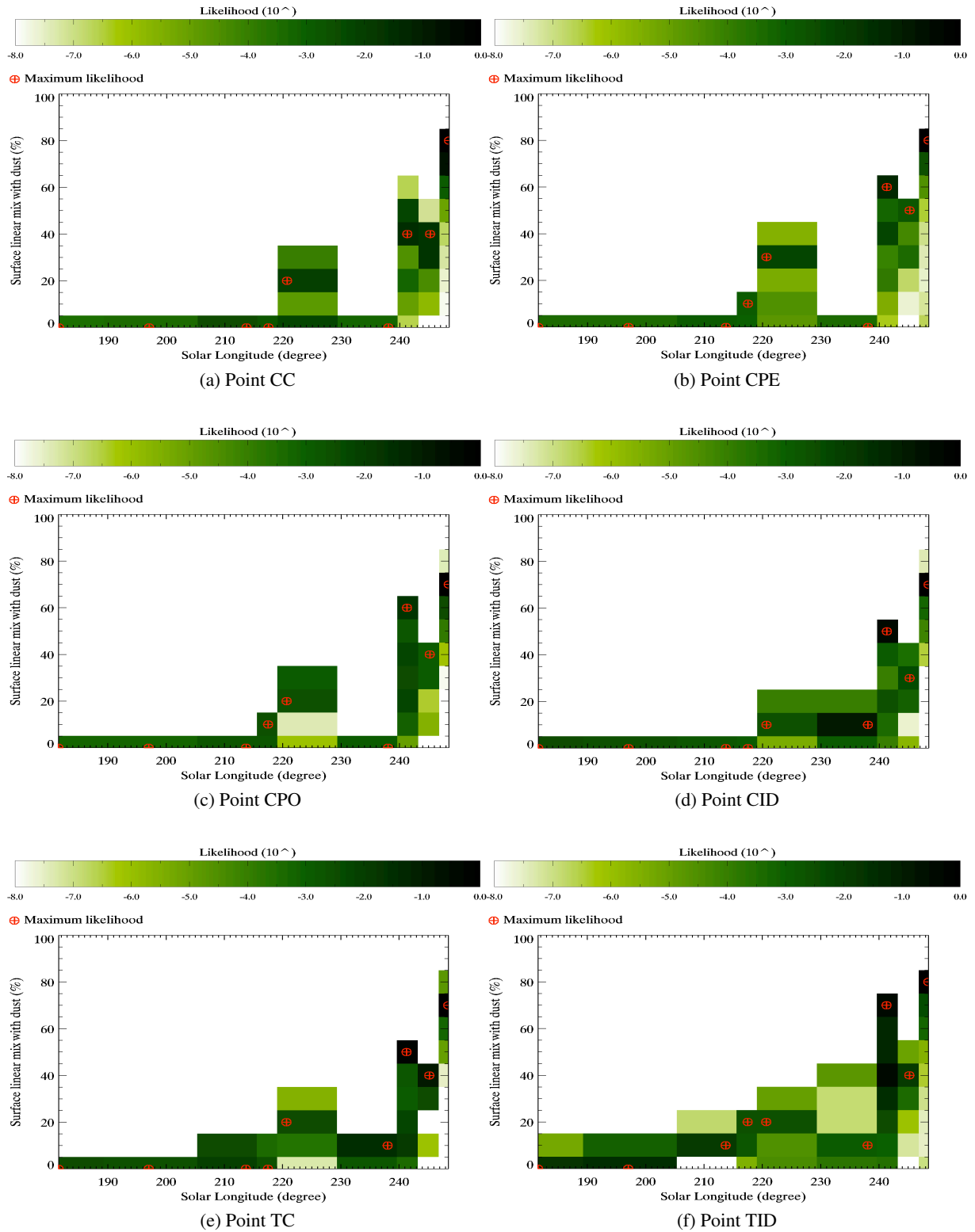


FIGURE 10.12 – Variations de la proportion surfacique de poussières en mélange géographique pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8.

Paramètre échantillonné	Valeurs échantillonnées	Nombre de valeurs échantillonnées
Taille de grains de la glace de CO <sub>2</sub> (μm)	1 ; 3 ; 10 ; 30 ; 100 ; 300 ; 1000 ; 3000 ; 10000 ; 30000 ; 100000 ; 300000	12
Proportion totale d'inclusions (%)	0 ; 0.005 ; 0.01 ; 0.05 – 1 par pas de 0.05 ; 10 – 100 par pas de 10 ; 10 – 100 par pas de 10	32
Proportion de poussières au sein des inclusion (%)	0 ; 1 ; 10 ; 50 ; 90 ; 99 ; 100	7
Proportion de glace d'eau au sein des inclusion (%)	0 ; 1 ; 10 ; 50 ; 90 ; 99 ; 100	7
Taille de grains de la glace d'eau (μm)	1 ; 3 ; 10 ; 30 ; 100 ; 300 ; 1000 ; 3000 ; 10000 ; 30000	10
Proportion surfacique de poussière en mélange géographique sub-pixel (%)	0 – 100 par pas de 10	11
Incidence	55° – 80° par pas de 5°	6
Émergence	0° – 30° par pas de 10°	4
Azimut	60°, 150°	2

TABLE 10.3 – Ensemble des valeurs échantillonnées dans la LUT synthétique générée avec le modèle de Douté & Schmitt.

## 10.4 Structure de la glace de CO<sub>2</sub>

L'hypothèse que la glace de CO<sub>2</sub> formant les dépôts saisonniers martiens est sous forme compacte (même en dehors de la région cryptique) s'appuie essentiellement sur des arguments visuels et déductifs (voir section 2.1). Le premier argument d'ordre spectroscopique a été amené par Eluszkiewicz *et al.* (2005), qui ont pu reproduire des données TES (Christensen *et al.*, 2001) à l'aide d'un modèle couplant microphysique (métamorphisme) et transfert radiatif. Ce type de modélisation a l'avantage de permettre de définir une porosité indépendamment des autres paramètres, à l'inverse de modèles supposant une structure granulaire de la surface, et qui supposent donc des vides dans la surface d'une taille du même ordre de grandeur que la taille de grains supposée. Nous présentons dans cette section les résultats de tailles de grains obtenus en utilisant exactement la même méthode d'inversion que pour la section 10.3, mais en utilisant un modèle de transfert radiatif décrivant la surface de manière granulaire (Douté & Schmitt, 1998).

La LUT générée en utilisant le modèle de Douté & Schmitt échantillonne l'espace des paramètres de la même manière que celle générée avec le modèle de Andrieu *et al.* (cf tableau 9.1), mise à part en ce qui concerne l'échantillonnage de l'épaisseur de la couche, qui n'est pas définie dans le premier modèle, et qui est remplacée par le paramètre définissant la taille de grain. L'échantillonnage de cette LUT est détaillé Tableau 10.3.

Les résultats d'inversion pour l'ensemble des points étudiés montrent une taille de grains estimée identique, toujours supérieure au centimètre (voir Figure 10.13), et ne montrant aucune évolution pendant le

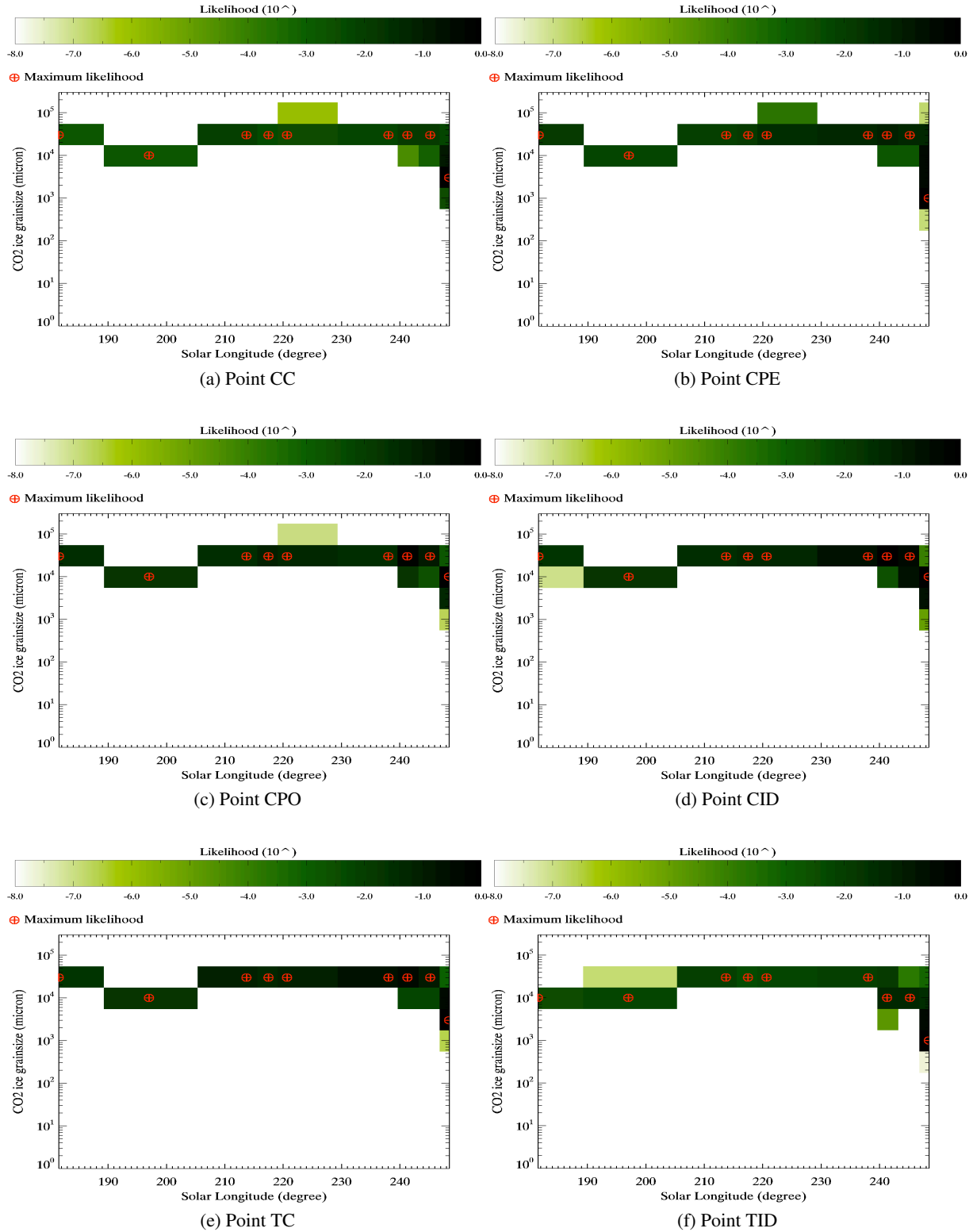


FIGURE 10.13 – Variations de la taille de grains de la glace de CO<sub>2</sub> estimée en utilisant un modèle de glace granulaire (Douté & Schmitt, 1998), pour les 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour les 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8



printemps. Une telle taille de grains est incohérente avec ce type de modèle : cela suppose des vides de taille centimétriques dans la surface, qui ne sont pas réalistes. Ceci donne un argument supplémentaire d'ordre spectroscopique en faveur de la présence de glace transparente tout au long de la saison dans la zone étudiée. Les ajustements obtenus avec cette inversion sont fournis en annexe (voir page 279).

## 10.5 Discussion et conclusion

Nous avons pu prouver l'efficacité et la robustesse de la méthodologie proposée en section 4.3 utilisant notre modèle de transfert radiatif couplé à la méthode d'inversion rapide. La prochaine étape sera de l'appliquer à des images hyperspectrales complètes.

Le suivi d'un échantillon de lieux d'intérêt tout au long du printemps de l'année martienne 28 dans le champ de dunes du cratère Richardson a permis de mettre à jour les points majeurs suivants :

**Glace transparente** Les résultats d'inversion présentés en sections 10.3 et 10.4 favorisent la description de la surface reposant sur de la glace de CO<sub>2</sub> sous forme de lame de glace compacte. La glace est donc transparente dans cette zone, dès le début du printemps. Ceci signifie que le métamorphisme y est intense, et que le nettoyage des impuretés présentes en volume dans la couche est très efficace (voir Figure 10.14 a et b). Ce résultat est cohérent avec le mécanisme de jets proposé par Piqueux *et al.* (2003) et Kieffer *et al.* (2006) pour expliquer l'activité printanière (voir Figure 10.14 c).

**Echappement de glace d'eau par suspension** Nous pouvons proposer un mécanisme d'échappement de glace d'eau, qui serait incorporé à l'atmosphère, dès  $L_S = 190^\circ$ , de manière cohérente avec le mécanisme de jets proposé par Piqueux *et al.* (2003) et Kieffer *et al.* (2006).

Si on considère que le flux de sublimation peut soulever des grains de poussières d'une masse volumique supposée de  $2200 \text{ kg.m}^{-3}$  jusqu'à un rayon de  $3.5 \mu\text{m}$  (Kieffer *et al.*, 2000), il est clair que les grains de glace d'eau d'une densité d'environ  $920 \text{ kg.m}^{-3}$  pourront être mis en suspension jusqu'à des rayons plus importants. Petit à petit tous les grains de taille inférieure à ce rayon seront éliminés (voir Figure 10.14 d et e). Avant la brusque diminution aux alentours  $L_S = 240^\circ$ , la taille des grains semble se stabiliser autour d'une valeur comprise entre  $10 \mu\text{m}$  et  $30 \mu\text{m}$ . Cette valeur est cohérente avec les tailles de grains pouvant s'échapper.

Ce flux de sublimation contribuerait à diminuer le coefficient de frottements entre un grain et la surface, et ainsi de diminuer son angle de repos (Meruane *et al.*, 2010). Pour un flux suffisamment important, c'est-à-dire à un instant suffisamment avancé dans la saison, les grains pourraient ainsi s'écouler le long de la pente, comme celui observé au point TC (voir figure 10.2). Ce mécanisme est cohérent avec la mise en suspension dans l'atmosphère de grains de poussière plus petits Kieffer *et al.* (2000), et constitue un argument supplémentaire en faveur du mécanisme proposé pour expliquer l'échappement d'eau observé.

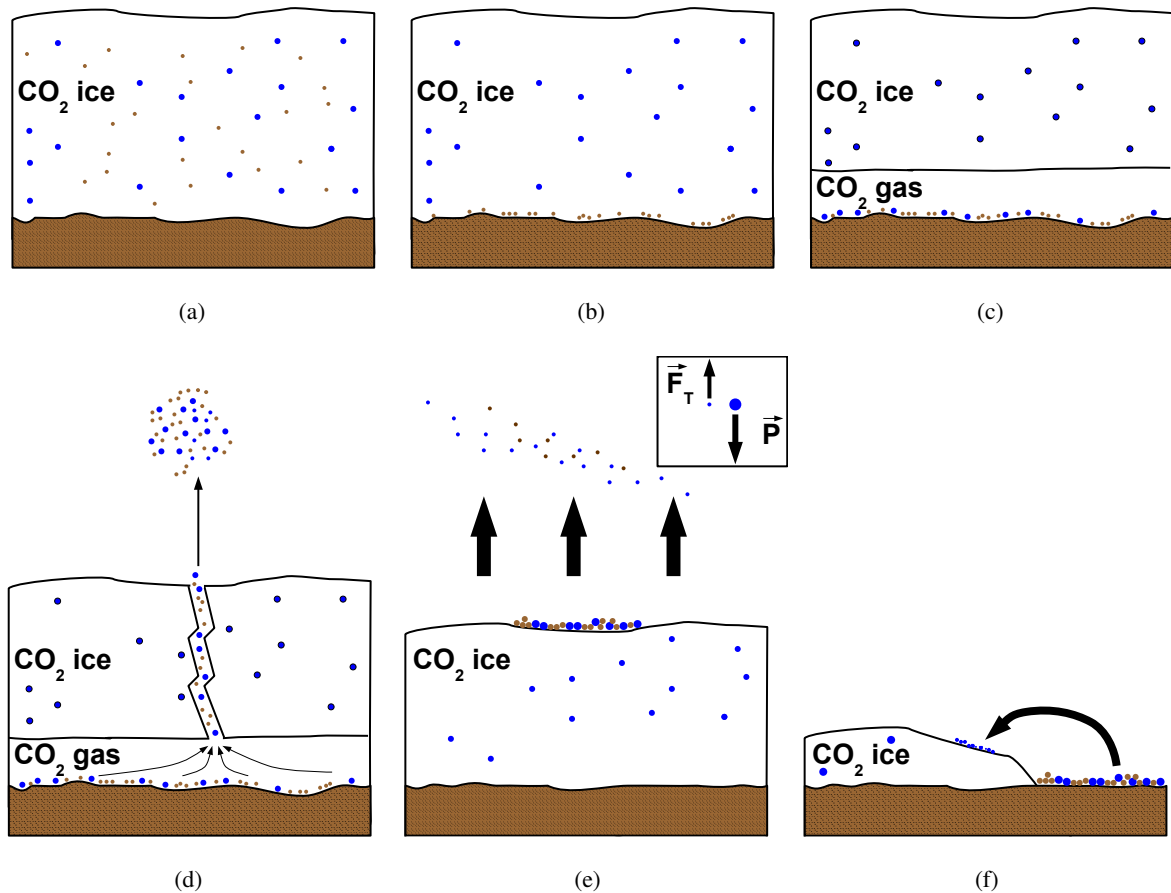


FIGURE 10.14 – Modèle de principe décrivant l'évolution des dépôts saisonniers. (a) Dès le début du printemps, la couche de glace est compacte. Elle contient des impuretés de glace d'eau et de poussière. (b) La couche de glace se nettoie sous l'action du rayonnement incident. (c) La sublimation basale de la couche débute : les impuretés qui étaient piégées s'accumulent dans la poche de gaz. (d) La pression dans la couche est suffisante pour rompre la glace : brusquement, le gaz s'échappe, entraînant l'ensemble des impuretés. (e) Pour un petit grain, la force de trainée causée par le flux de sublimation l'emporte sur le poids, et le grain s'élève. À partir d'un certain rayon, c'est le poids du grain qui finit par l'emporter sur la force de trainée, et le grain redescend vers le sol. Les grains de glace d'eau entraînés vers le haut finiront par se sublimer et enrichir l'atmosphère en vapeur d'eau. (f) Si il n'y a pas de flux ascendant de sublimation (dans une zone dégelée par exemple), la glace d'eau qui se sublime est immédiatement piégée de nouveau par la glace de CO<sub>2</sub> encore présente dans la zone, et se recondense alors sous forme de petits grains.

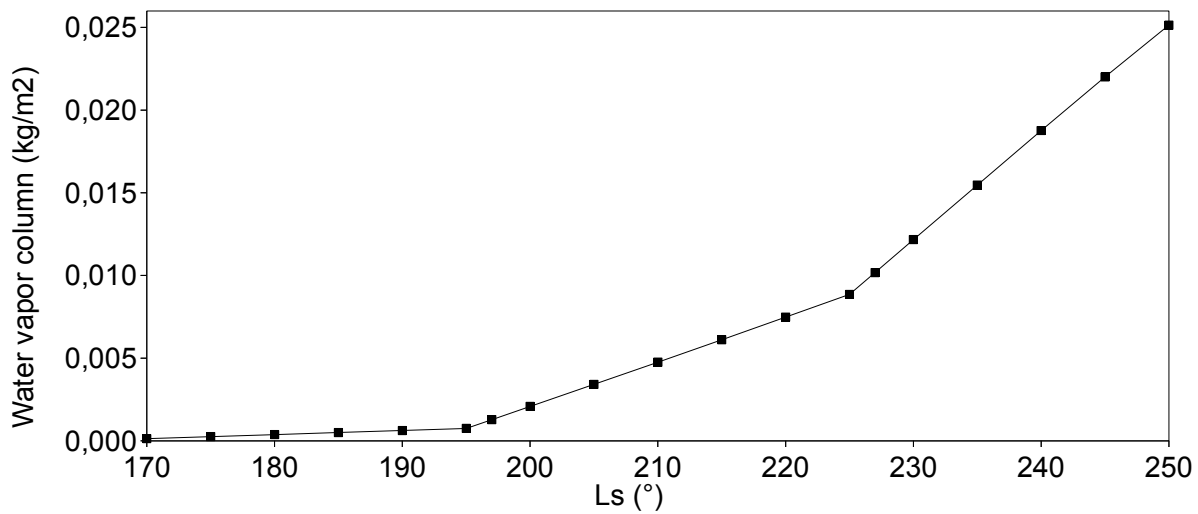


FIGURE 10.15 – Contenu en vapeur d’eau de l’atmosphère au niveau de la zone d’étude prédit par un modèle de climat (Millour *et al.* , 2014 ©LMD/OU/IAA/ESA/CNES). Le contenu en eau augmente pendant toute la saison. on remarque trois phases de vitesses d’augmentation différentes.

Des observations OMEGA ont permis d’établir un enrichissement de l’atmosphère à ces latitude à partir de  $L_S = 250^\circ$  (Melchiorri *et al.* , 2009), et ne sont pas incompatibles, sans pouvoir permettre de trancher, avec un enrichissement plus tôt dans la saison. Il serait intéressant d’étudier plus en détail ces observations de vapeur d’eau atmosphérique.

L’échappement en eau remarqué en section 10.3.3.1.3 est aussi cohérent avec un enrichissement en vapeur d’eau de l’atmosphère pendant le printemps prédit par les modèles de climats Forget *et al.* , 2006; Millour *et al.* , 2014, comme on peut le voir figure 10.15. Cet enrichissement est de plus en plus important à mesure que la saison avance. Cette augmentation de la quantité de vapeur d’eau prédite dans l’atmosphère par les GCM peut être liée d’une part à l’augmentation de la pression atmosphérique, et d’autre part à un forçage. Il serait intéressant de connaître la source de cette vapeur d’eau dans les modèles de climat.

# Conclusion et perspectives

Nous avons développé un outil original de simulation du transfert radiatif dans les glaces compacts décrit en section III. Nous avons pu valider ce modèle à la fois sur des données de laboratoire et des simulations numériques. Nous avons aussi proposé une méthode d'inversion rapide innovante décrite en section 4.3. L'ensemble de ces deux outils a été validé dans le cadre de l'inversion massive de données. Nous avons ensuite appliqué cette inversion au cas de la planète Mars, sur le champ de dunes intra-cratère de Richardson (72°S ; 180°E) afin de comprendre les mécanismes des processus actifs printaniers. Plus précisément nous avons appliqué l'algorithme d'inversion en six différents lieux du champ de dune, choisis pour être représentatifs de la variabilité locale des propriétés de la surface.

Les résultats de cette étude, détaillés en section 10.3 semblent cohérents, et montrent notamment un échappement de l'eau, qui doit donc être réinjectée dans l'atmosphère. Nous avons donc proposé un nouveau mécanisme de mise en suspension des petits grains d'eau qui devrait enrichir l'atmosphère.

Cette étude pourra être étendue dans un premier temps à l'ensemble du champ de dunes du cratère de Richardson. Ceci devrait permettre de valider la cohérence spatiale des résultats, déjà remarquée en section 10.3. Cependant, une étape supplémentaire est nécessaire avant de pouvoir appliquer la méthode à un ensemble lourd de données spectrales : il faut créer un programme permettant de vérifier automatiquement la qualité de l'inversion. En effet, lors d'inversion de grandes quantités de données, il devient impossible en pratique de représenter l'ensembles des densités de probabilités marginales *a posteriori* pour les différents paramètres. Il faut alors représenter les résultats sous une forme plus compacte, en utilisant par exemple la moyenne et l'écart type des distributions *a posteriori*. Il est nécessaire dans ce cas de définir des critères permettant d'identifier notamment les multimodalités des densités de probabilité, pour éviter dans ce cas d'interpréter une valeur moyenne dépourvue de sens. De telles méthodes ont déjà été développées pour l'inversion des paramètres du modèle de Hapke (Fernando *et al.* , 2013; Schmidt & Fernando, 2015), et pourront être adaptées à notre cas.

L'étape suivante est le suivi de la récession saisonnière des calottes dans leur ensemble, en commençant par le suivi au printemps austral de l'année martienne 28 de la sublimation des dépôts saisonniers de l'hémisphère sud, en utilisant les données du spectro-imageur OMEGA. Commencer par cette saison et cet hémisphère a l'avantage de permettre de comparer les résultats déjà obtenus avec les données CRISM avec ceux issus des données OMEGA, à des résolutions spatiales très différentes. Un second avantage

est que pour ces données, les corrections atmosphériques ont déjà été faites pour l'ensemble de la saison (Douté, 2014).

En ce qui concerne le modèle de transfert radiatif, plusieurs voies d'améliorations sont envisageables. Tout d'abord, la description de la rugosité de surface passe par l'utilisation d'une fonction densité de probabilité d'orientation des pentes à la surface qui n'est définie que pour les faibles rugosités. Il serait intéressant de normaliser cette fonction, pour étendre le champ d'applications du modèle aux surfaces de rugosités plus élevées. De plus, l'hypothèse de diffusion isotrope par les inclusions contaminant la matrice, qui peut être considérée comme simpliste, peut être améliorée en ajoutant une fonction de phase aux diffuseurs. Cependant, dans le cadre de l'inversion de données, il n'est pas judicieux d'ajouter au modèle les deux paramètres libres supplémentaires décrivant la fonction de phase des particules. Il faudrait donc dans ce cas imposer une fonction de phase « standard » aux particules (Shkuratov & Grynko, 2005).

Plus généralement, le modèle de transfert radiatif développé et décrit en section III a un large champ d'application. Il a été conçu pour simuler la réflectance d'une couche de glace surmontant un milieu granulaire, mais peut aussi être appliqué à d'autres types de surfaces comme les milieux côtiers (une couche d'eau turbide sur du sable par exemple). En considérant uniquement le cas d'une lame de glace potentiellement contaminée, les cas d'application ne manquent pas. On a étudié dans le chapitre 7 le cas de la glace d'eau sur Terre et dans la partie IV celui de la glace de CO<sub>2</sub> sur Mars, mais on connaît d'autres corps du Système solaire qui possèdent à leur surface de la glace sous forme compacte. On sait par exemple que Triton possède de la glace de N<sub>2</sub> compacte, comme l'atteste la longueur des trajets optiques de plusieurs dizaines de centimètres à l'intérieur de leurs surfaces (Zent *et al.* , 1989; Eluszkiewicz & Moncet, 2003). Le satellite de Jupiter Io quant à lui posséderait peut-être de la glace compacte de SO<sub>2</sub> (Eluszkiewicz & Moncet, 2003). Plus récemment, la sonde New Horizons (Fountain *et al.* , 2008) a réalisé une approche du système Pluton-Charon, et les images envoyées par son instrument LORRI (Cheng *et al.* , 2009) montrent des géomorphologies pouvant signaler la présence de glace compacte (Stern *et al.* , 2015). Les données spectroscopiques de son instrument RALPH (Reuter *et al.* , 2009) devraient permettre de trancher.

Une autre possibilité pour élargir nos connaissances sur processus printaniers actifs à la surface de Mars est de développer une plateforme expérimentale, pour les étudier directement en laboratoire. Dans ce sens, nous avons démarré la construction d'une enceinte permettant de condenser de la glace de CO<sub>2</sub> dans des conditions atmosphériques similaires aux conditions martiennes. Ce projet expérimental est en cours de montage, et on a d'ores et déjà pu montrer qu'il était possible d'y condenser une couche de CO<sub>2</sub> compacte en un temps raisonnable. Ce projet permettra d'étudier l'effet de serre solide engendré par la couche de glace de CO<sub>2</sub>, les mécanismes d'écoulement sur une couche de glace en sublimation, enfin le mécanisme des jets de gaz froid.

# Bibliographie

- Acuna, M. H., Connerney, J. E. P., F., N., Ness, Lin, R. P., Mitchell, D., Carlson, C. W., McFadden, J., Anderson, K. A., Reme, H., Mazelle, C., Vignes, D., Wasilewski, P., & Cloutier, P. 1999. Global Distribution of Crustal Magnetization Discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment. *Science*, **284**(5415), 790–793.
- Andrieu, F., Schmidt, F., Schmitt, B., Douté, S., & Brissaud, O. 2015a. Radiative transfer model for contaminated slabs : experimental validations. *The Cryosphere Discussions*, **9**(5), 5137–5169.
- Andrieu, François, Douté, Sylvain, Schmidt, Frédéric, & Schmitt, Bernard. 2015b. Radiative transfer model for contaminated rough slabs. *Appl. Opt.*, **54**(31), 9228–9241.
- Antoniadi, E.-M. 1909. Observations de Mars et des Satellites. *Bulletin de la Societe Astronomique de France et Revue Mensuelle d'Astronomie, de Meteorologie et de Physique du Globe*, **23**, 488–494.
- Appéré, T., Schmitt, B., Langevin, Y., Douté, S., Pommerol, A., Forget, F., Spiga, A., Gondet, B., & Bibring, J.-P. 2011. Winter and spring evolution of northern seasonal deposits on Mars from OMEGA on Mars Express. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **116**(E5), n/a–n/a.
- Appéré, Thomas. 2012. *Cycle actuel de l'eau sur Mars : étude des dépôts saisonniers de l'hémisphère nord par télédétection hyperspectrale (OMEGA/Mars Express)*. Ph.D. thesis, Université de Grenoble.
- Atreya, Sushil K., Mahaffy, Paul R., & Wong, Ah-San. 2007. Methane and related trace species on Mars : Origin, loss, implications for life, and habitability. *Planetary and Space Science*, **55**(3), 358–369.
- Ballou, E. Vernon, Wood, Peter C., Wydeven, Theodore, Lehwalt, Marjorie E., & Mack, Ruth E. 1978. Chemical interpretation of Viking Lander 1 life detection experiment. *Nature*, **271**(5646), 644–645.
- Balme, Matt, & Greeley, Ronald. 2006. Dust devils on Earth and Mars. *Reviews of Geophysics*, **44**(3), n/a–n/a. RG3003.
- Barata, Teresa, Alves, E.Ivo, Saraiva, Jose, & Pina, Pedro. 2004. Automatic Recognition of Impact Craters on the Surface of Mars. *Pages 489–496– of : Campilho, Aurelio, & Kamel, Mohamed (eds), Lecture Notes in Computer Science*, vol. 3212. Springer Berlin Heidelberg.

- Bellucci, G., Altieri, F., Bibring, J.P., Bonello, G., Langevin, Y., Gondet, B., & Poulet, F. 2006. OMEGA/Mars Express : Visual channel performances and data reduction techniques. *Planetary and Space Science*, **54**(7), 675–684.
- Bellucci, Giancarlo, Helbert, Joern, Altieri, Francesca, Reiss, Dennis, Bibring, Jean-Pierre, van Gasselt, Stephan, Hoffmann, Harald, Langevin, Yves, Neukum, Gerhard, & Poulet, François. 2007. Evidence for enhanced hydration on the northern flank of Olympus Mons, Mars. *Icarus*, **192**(2), 361–377.
- Ben, Xun, Yi, Hong-Liang, & Tan, He-Ping. 2014. Polarized radiative transfer in an arbitrary multilayer semitransparent medium. *Appl. Opt.*, **53**(7), 1427–1441.
- Bernard-Michel, C., Douté, S., Fauvel, M., Gardes, L., & Girard, S. 2009a. Retrieval of Mars surface physical properties from OMEGA hyperspectral images using regularized sliced inverse regression. *J. Geophys. Res.*, **114**(E6), E06005–.
- Bernard-Michel, Caroline, Gardes, Laurent, & Girard, Stephane. 2008. A Note on Sliced Inverse Regression with Regularizations. *Biometrics*, **64**, 982–986.
- Bernard-Michel, Caroline, Gardes, Laurent, & Girard, Stephane. 2009b. Gaussian Regularized Sliced Inverse Regression. **19**(1), 85–98–.
- Bibring, J.-P., Soufflot, A., Berthé, M., Langevin, Y., Gondet, B., Drossart, P., Bouyé, M., Combes, M., Puget, P., Semery, A., Bellucci, G., Formisano, V., Moroz, V., Kottsov, V., Bonello, G., Erard, S., Forni, O., Gendrin, A., Manaud, N., Poulet, F., Poulleau, G., Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiori, R., Altieri, F., Ignatiev, N., Titov, D., Zasova, L., Coradini, A., Capacionni, F., Cerroni, P., Fonti, S., Mangold, N., Pinet, P., Schmitt, B., Sotin, C., Hauber, E., Hoffmann, H., Jaumann, R., Keller, U., Arvidson, R., Mustard, J., & Forget, F. 2004 (Aug.). OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité. *Pages 37–49 of* : Wilson, A., & Chicarro, A. (eds), *Mars Express : the Scientific Payload*. ESA Special Publication, vol. 1240.
- Bibring, Jean-Pierre, Langevin, Yves, Poulet, Francois, Gendrin, Aline, Gondet, Brigitte, Berthe, Michel, Soufflot, Alain, Drossart, Pierre, Combes, Michel, Bellucci, Giancarlo, Moroz, Vassili, Mangold, Nicolas, Schmitt, Bernard, & OMEGA team, the. 2004. Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars. *Nature*, **428**(6983), 627–630.
- Bibring, Jean-Pierre, Langevin, Yves, Mustard, John F., Poulet, François, Arvidson, Raymond, Gendrin, Aline, Gondet, Brigitte, Mangold, Nicolas, Pinet, P., Forget, F., the OMEGA team, Berthé, Michel, Bibring, Jean-Pierre, Gendrin, Aline, Gomez, Cécile, Gondet, Brigitte, Jouglet, Denis, Poulet, François, Soufflot, Alain, Vincendon, Mathieu, Combes, Michel, Drossart, Pierre, Encrenaz, Thérèse, Fouchet, Thierry, Merchiorri, Riccardo, Belluci, GianCarlo, Altieri, Francesca, Formisano, Vittorio, Capaccioni, Fabricio, Cerroni, Pricilla, Coradini, Angioletta, Fonti, Sergio, Korablev, Oleg, Kottsov, Volodia, Ignatiev, Nikolai, Moroz, Vassili, Titov, Dimitri, Zasova, Ludmilla, Loiseau, Damien, Mangold, Nicolas, Pinet, Patrick, Douté, Sylvain, Schmitt, Bernard, Sotin, Christophe, Hauber, Ernst, Hoffmann, Harald, Jaumann, Ralf, Keller, Uwe, Arvidson, Ray, Mustard, John F., Duxbury, Tom, Forget, François, & Neukum, G. 2006. Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data. *Science*, **312**(5772), 400–404.

- Bioucas-Dias, J.M., Plaza, A., Dobigeon, N., Parente, M., Du, Qian, Gader, P., & Chanussot, J. 2012. Hyperspectral Unmixing Overview : Geometrical, Statistical, and Sparse Regression-Based Approaches. *Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing, IEEE Journal of*, **5**(2), 354–379.
- Bottger, H.M., Lewis, S.R., Read, P.L., & Forget, F. 2005. The effects of the martian regolith on GCM water cycle simulations. *Icarus*, **177**(1), 174–189.
- Boynton, WV, Feldman, WC, Mitrofanov, IG, Evans, LG, Reedy, RC, Squyres, SW, Starr, R, Trombka, JJ, dUston, C, Arnold, JR, *et al.* . 2004. The Mars Odyssey gamma-ray spectrometer instrument suite. *Pages 37–83 of : 2001 Mars Odyssey*. Springer.
- Brain, Dave, Dong, Yaxue, Fortier, Kier, Fang, Xiaohua, McFadden, James, Halekas, Jasper, Connerney, Jack, Eparvier, Frank, Dong, Chuanfei, Bougher, Stephen, *et al.* . 2015. MAVEN Measurements of the Ion Escape Rate from Mars. *Page 2663 of : Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 46.
- Bridges, N. T., Geissler, P. E., McEwen, A. S., Thomson, B. J., Chuang, F. C., Herkenhoff, K. E., Keszthelyi, L. P., & Martínez-Alonso, S. 2007. Windy Mars : A dynamic planet as seen by the HiRISE camera. *Geophysical Research Letters*, **34**(23), n/a–n/a. L23205.
- Bridges, N. T., Ayoub, F., Avouac, J-P., Leprince, S., Lucas, A., & Mattson, S. 2012. Earth-like sand fluxes on Mars. *Nature*, **485**(7398), 339–342.
- Brissaud, Olivier, Schmitt, Bernard, Bonnefoy, Nicolas, Douté, Sylvain, Rabou, Patrick, Grundy, Will, & Fily, Michel. 2004. Spectrogonio radiometer for the study of the bidirectional reflectance and polarization functions of planetary surfaces. 1. Design and tests. *Appl. Opt.*, **43**(9), 1926–1937.
- Byrne, S., & Ivanov, A. B. 2004. Internal structure of the Martian south polar layered deposits. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **109**(E11), n/a–n/a. E11001.
- Byrne, Shane, & Ingersoll, Andrew P. 2003a. Martian climatic events on timescales of centuries : Evidence from feature morphology in the residual south polar ice cap. *Geophysical Research Letters*, **30**(13), n/a–n/a. 1696.
- Byrne, Shane, & Ingersoll, Andrew P. 2003b. A Sublimation Model for Martian South Polar Ice Features. *Science*, **299**(5609), 1051–1053.
- Campbell, W. W. 1896. MARS, BY PERCIVAL LOWELL. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **8**(51), pp. 207–220.
- Campbell, W. W. 1910. Water Vapor on Mars. *Jrasc*, **4**(June), 212.
- Candès, Emmanuel J., Li, Xiaodong, Ma, Yi, & Wright, John. 2011. Robust principal component analysis ? *J. ACM*, **58**(3), 1–37.
- Cantor, B. A. 2000. *Martian dust storms : 1999 Mars Orbiter Camera observations*. Ph.D. thesis, THE UNIVERSITY OF TOLEDO.
- Capderou, M. 2002. *Satellites : Orbites et missions*. Springer Paris.



- Cardoso, Jean-François, & Soulloumiac, Antoine. 1993. Blind beamforming for non-Gaussian signals. *Pages 362–370 of : IEE Proceedings F (Radar and Signal Processing)*, vol. 140. IET.
- Carr, Michael H. 1973. Volcanism on Mars. *Journal of Geophysical Research*, **78**(20), 4049–4062.
- Carter, J., Poulet, F., Bibring, J.-P., & Murchie, S. 2010. Detection of Hydrated Silicates in Crustal Outcrops in the Northern Plains of Mars. *Science*, **328**(5986), 1682–1686.
- Carter, J., Poulet, F., Bibring, J.-P., Mangold, N., & Murchie, S. 2013. Hydrous minerals on Mars as seen by the CRISM and OMEGA imaging spectrometers : Updated global view. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **118**(4), 831–858.
- Ceamanos, X., Douté, S., Fernando, J., Schmidt, F., Pinet, P., & Lyapustin, A. 2013. Surface reflectance of Mars observed by CRISM/MRO : 1. Multi-angle Approach for Retrieval of Surface Reflectance from CRISM observations (MARS-ReCO). *Journal of Geophysical Research : Planets*, **118**(3), 514–533.
- Ceamanos, Xavier, Member, Student, Douté, Sylvain, Luo, Bin, Schmidt, Frédéric, Jouannic, Gwennael, Chanussot, Jocelyn, & Member, Senior. 2011. Intercomparison and Validation of Techniques for Spectral Unmixing of Hyperspectral Images : A Planetary Case Study. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **49**, 4341–4358.
- Cedillo-Flores, Yolanda, Treiman, Allan H., Lasue, Jeremie, & Clifford, Stephen M. 2011. CO<sub>2</sub> gas fluidization in the initiation and formation of Martian polar gullies. *Geophys. Res. Lett.*, **38**(21), L21202–.
- Chandrasekhar, S. 1960. *Radiative transfer*. Dover.
- Chang, Peter C.Y., Walker, J.G., & Hopcraft, K.I. 2005. Ray tracing in absorbing media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **96**(Dec.), 327–341.
- Chassefière, Eric, & Leblanc, François. 2004. Mars atmospheric escape and evolution ; interaction with the solar wind. *Planetary and Space Science*, **52**(11), 1039–1058.
- Cheng, A.F., Weaver, H.A., Conard, S.J., Morgan, M.F., Barnouin-Jha, O., Boldt, J.D., Cooper, K.A., Darlington, E.H., Grey, M.P., Hayes, J.R., Kosakowski, K.E., Magee, T., Rossano, E., Sampath, D., Schlemm, C., & Taylor, H.W. 2009. Long-Range Reconnaissance Imager on New Horizons. *Pages 189–215 of : Russell, C.T. (ed), New Horizons*. Springer New York.
- Chevrier, Vincent F., & Rivera-Valentin, Edgard G. 2012. Formation of recurring slope lineae by liquid brines on present-day Mars. *Geophysical Research Letters*, **39**(21), n/a–n/a. L21202.
- Chicarro, A., Martin, P., & Trautner, R. 2004 (Aug.). The Mars Express mission : an overview. *Pages 3–13 of : Wilson, A., & Chicarro, A. (eds), Mars Express : the Scientific Payload*. ESA Special Publication, vol. 1240.
- Chouzenoux, E., Legendre, M., Moussaoui, S., & Idier, J. 2014. Fast Constrained Least Squares Spectral Unmixing Using Primal-Dual Interior-Point Optimization. *Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing, IEEE Journal of*, **7**(1), 59–69.

- Christensen, Philip R, Bandfield, Joshua L, Hamilton, Vicky E, Ruff, Steve W, Mehall, GL, Gorelick, N, Bender, K, Murray, K, Kieffer, HH, & Titus, TN. 2001. Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer experiment- Investigation description and surface science results. *Journal of Geophysical Research*, **106**(E10), 23823–23871.
- Christensen, Philip R, Jakosky, Bruce M, Kieffer, Hugh H, Malin, Michael C, McSween Jr, Harry Y, Neelson, Kenneth, Mehall, Greg L, Silverman, Steven H, Ferry, Steven, Caplinger, Michael, *et al.* . 2004. The thermal emission imaging system (THEMIS) for the Mars 2001 Odyssey Mission. *Space Science Reviews*, **110**(1-2), 85–130.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Wolff, M. J., Christensen, P. R., Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., & Wilson, R. J. 2000. An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements : Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **105**(E4), 9553–9571.
- Clancy, R. Todd, & Sandor, Brad J. 1998. CO<sub>2</sub> ice clouds in the upper atmosphere of Mars. *Geophysical Research Letters*, **25**(4), 489–492.
- Clark, ROGER N, Gallagher, ANDREA J, & Swayze, GREGG A. 1990. Material absorption band depth mapping of imaging spectrometer data using a complete band shape least-squares fit with library reference spectra. *Pages 4–5 of : Proceedings of the Second Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) Workshop*, vol. 2. JPL Publication.
- Clough, S. A., & Iacono, M. J. 1995. Line-by-line calculation of atmospheric fluxes and cooling rates : 2. Application to carbon dioxide, ozone, methane, nitrous oxide and the halocarbons. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **100**(D8), 16519–16535.
- Coblentz, W. W., & Lampland, C. O. 1924. Radiometric Measurements on Mars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **36**(Oct.), 272–274.
- Colaprete, Anthony, & Toon, Owen B. 2002. Carbon dioxide snow storms during the polar night on Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **107**(E7), 5–1–5–16.
- Combe, J.-Ph., Le Mouelic, S., Sotin, C., Gendrin, A., Mustard, J.F., Le Deit, L., Launeau, P., Bibring, J.-P., Gondet, B., Langevin, Y., & Pinet, P. 2008. Analysis of OMEGA/Mars Express data hyperspectral data using a Multiple-Endmember Linear Spectral Unmixing Model (MELSUM) : Methodology and first results. *Planetary and Space Science*, **56**(7), 951–975.
- Comon, Pierre. 1994. Independent component analysis, A new concept ? *Signal Processing*, **36**(3), 287–314.
- Costard, F., & Baker, V.R. 2001. Thermokarst landforms and processes in Ares Vallis, Mars. *Geomorphology*, **37**(34), 289–301.
- Costard, F., Forget, F., Mangold, N., & Peulvast, J. P. 2002. Formation of Recent Martian Debris Flows by Melting of Near-Surface Ground Ice at High Obliquity. *Science*, **295**(5552), 110–113.

- Cox, Charles, & Munk, Walter. 1954. Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**(11), 838–850.
- Cutts, J. A., & Smith, R. S. U. 1973. Eolian deposits and dunes on Mars. *Journal of Geophysical Research*, **78**(20), 4139–4154.
- Davis, P. & Rabinowitz, P. 1956. Abscissas and weights for Gaussian quadratures of high order. *J. Res. Nat. Bur. Standards*, **56**(1), 35–37.
- de Vaucouleurs, G. 1951. La planète Mars. *L'Astronomie*, **65**(Mar.), 103.
- Diniega, S., Hansen, C.J., McElwaine, J.N., Hugenholtz, C.H., Dundas, C.M., McEwen, A.S., & Bourke, M.C. 2013. A new dry hypothesis for the formation of martian linear gullies. *Icarus*, **225**(1), 526–537.
- Diniega, Serina, Byrne, Shane, Bridges, Nathan T., Dundas, Colin M., & McEwen, Alfred S. 2010. Seasonality of present-day Martian dune-gully activity. *Geology*, **38**(11), 1047–1050.
- Dobigeon, N., Moussaoui, S., Coulon, M., Tournet, J.-Y., & Hero, A.O. 13-16 Dec. 2009. Subspace-based Bayesian blind source separation for hyperspectral imagery. *Pages 372–375 of : Computational Advances in Multi-Sensor Adaptive Processing (CAMSAP), 2009 3rd IEEE International Workshop on.*
- Dollfus, A. 1958. The Nature of the Surface of Mars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **70**(Feb.), 56.
- Douté, S. 2014. Monitoring atmospheric dust spring activity at high southern latitudes on Mars using OMEGA. *Planetary and Space Science*, **96**(0), 1–21.
- Douté, S., Ceamanos, X., & Appéré, T. 2013. Retrieving atmospheric dust opacity on Mars by imaging spectroscopy at large angles. *Planetary and Space Science*, **85**(Sept.), 38–52.
- Douté, Sylvain, & Schmitt, Bernard. 1998. A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. *J. Geophys. Res.*, **103**(E13), 31367–31389.
- Douté, Sylvain, Schmitt, Bernard, Langevin, Y, Bibring, J-P., Altieri, F, Bellucci, G, Gondet, B., & Poulet, F. 2007. South Pole of Mars : Nature and composition of the icy terrains from Mars Express OMEGA observations. *Planetary and Space Science*, **55**(1-2), 113–133.
- Dundas, Colin M., Diniega, Serina, Hansen, Candice J., Byrne, Shane, & McEwen, Alfred S. 2012. Seasonal activity and morphological changes in martian gullies. *Icarus*, **220**(1), 124–143.
- Dundas, Colin M., Diniega, Serina, & McEwen, Alfred S. 2015. Long-term monitoring of martian gully formation and evolution with MRO/HiRISE. *Icarus*, **251**(May), 244–263.
- Edgett, K. S., Supulver, K. D., & Malin, M. C. 2000 (Aug.). Spring Defrosting of Martian Polar Regions : Mars Global Surveyor MOC and TES Monitoring of the Richardson Crater Dune Field, 1999-2000. *Page 34 of : Second International Conference on Mars Polar Science and Exploration.*

- Eluszkiewicz, Janusz, & Moncet, Jean-Luc. 2003. A coupled microphysical/radiative transfer model of albedo and emissivity of planetary surfaces covered by volatile ices. *Icarus*, **166**(2), 375–384.
- Eluszkiewicz, Janusz, Moncet, Jean-Luc, Titus, Timothy N., & Hansen, Gary B. 2005. A microphysically-based approach to modeling emissivity and albedo of the martian seasonal caps. *Icarus*, **174**(2), 524–534.
- Erard, Stéphane, & Calvin, Wendy. 1997. New Composite Spectra of Mars, 0.4-5.7  $\mu\text{m}$ . *Icarus*, **130**(2), 449–460.
- F. Schmidt, S. Douté, B. Schmitt Y. Langevin J.-P. Bibring, & the OMEGA Team. 2009. Slab ice in the seasonal south polar cap of Mars. *Epsc Abstracts*.
- Farmer, CB, & Doms, PE. 1979. Global seasonal variation of water vapor on Mars and the implications of permafrost. *Journal of Geophysical Research*, **84**(B6), 2881–2888.
- Farmer, Crofton B., Davies, Donald W., & Laporte, Daniel D. 1976. Mars : Northern Summer Ice Cap - Water Vapor Observations from Viking 2. *Science*, **194**(4271), 1339–1341.
- Feldman, W. C., Boynton, W. V., Tokar, R. L., Prettyman, T. H., Gasnault, O., Squyres, S. W., Elphic, R. C., Lawrence, D. J., Lawson, S. L., Maurice, S., McKinney, G. W., Moore, K. R., & Reedy, R. C. 2002. Global Distribution of Neutrons from Mars : Results from Mars Odyssey. *Science*, **297**(5578), 75–78.
- Feldman, W. C., Prettyman, T. H., Maurice, S., Plaut, J. J., Bish, D. L., Vaniman, D. T., Mellon, M. T., Metzger, A. E., Squyres, S. W., Karunatillake, S., Boynton, W. V., Elphic, R. C., Funsten, H. O., Lawrence, D. J., & Tokar, R. L. 2004. Global distribution of near-surface hydrogen on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **109**(Sept.), 9006.
- Fenton, Lori K., & Hayward, Rosalyn K. 2010. Southern high latitude dune fields on Mars : Morphology, aeolian inactivity, and climate change. *Geomorphology*, **121**(112), 98–121.
- Fernando, J., Schmidt, F., Ceamanos, X., Pinet, P., Douté, S., & Daydou, Y. 2013. Surface reflectance of Mars observed by CRISM/MRO : 2. Estimation of surface photometric properties in Gusev Crater and Meridiani Planum. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **118**(3), 534–559.
- Fernando, J., Schmidt, F., Pilorget, C., Pinet, P., Ceamanos, X., Douté, S., Daydou, Y., & Costard, F. 2015. Characterization and mapping of surface physical properties of Mars from CRISM multi-angular data : Application to Gusev Crater and Meridiani Planum. *Icarus*, **253**(June), 271–295.
- Ferri, Francesca, Smith, Peter H., Lemmon, Mark, & Renno, Nilton O. 2003. Dust devils as observed by Mars Pathfinder. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **108**(E12), n/a–n/a. 5133.
- Fisher, Ronald A. 1936. The use of multiple measurements in taxonomic problems. *Annals of eugenics*, **7**(2), 179–188.
- Fitzgerald, A. P. 1954. Problems of Mars. *Irish Astronomical Journal*, **3**(June), 37.

- Fjeldbo, Gunnar, & Eshleman, Von R. 1968. The atmosphere of mars analyzed by integral inversion of the Mariner IV occultation data. *Planetary and Space Science*, **16**(8), 1035–1059.
- Fjeldbo, Gunnar, Fjeldbo, Wencke C., & Eshleman, Von R. 1966. Models for the atmosphere of Mars based on the Mariner 4 Occultation Experiment. *Journal of Geophysical Research*, **71**(9), 2307–2316.
- Flammarion, C., Sheehan, W., & Moore, P. 2014. *Camille Flammarion's The Planet Mars : As Translated by Patrick Moore*. Astrophysics and Space Science Library. Springer International Publishing.
- Flammarion, Camille. 1892. *La planete Mars et ses conditions d'habitabilité*. Paris Gauthier-Villars.
- Folkner, W. M., Yoder, C. F., Yuan, D. N., Standish, E. M., & Preston, R. A. 1997. Interior Structure and Seasonal Mass Redistribution of Mars from Radio Tracking of Mars Pathfinder. *Science*, **278**(5344), 1749–1752.
- Forget, F., Millour, E., Lebonnois, S., Montabone, L., Dassas, K., Lewis, S. R., Read, P. L., López-Valverde, M. A., González-Galindo, F., Montmessin, F., Lefèvre, F., Desjean, M.-C., & Huot, J.-P. 2006 (Feb.). The new Mars climate database. *Page 128 of :* Forget, F., Lopez-Valverde, M. A., Desjean, M. C., Huot, J. P., Lefevre, F., Lebonnois, S., Lewis, S. R., Millour, E., Read, P. L., & Wilson, R. J. (eds), *Mars Atmosphere Modelling and Observations*.
- Forget, François, Hourdin, Frédéric, Fournier, Richard, Hourdin, Christophe, Talagrand, Olivier, Collins, Matthew, Lewis, Stephen R., Read, Peter L., & Huot, Jean-Paul. 1999. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **104**(E10), 24155–24175.
- Formisano, Vittorio, Atreya, Sushil, Encrenaz, Thérèse, Ignatiev, Nikolai, & Giuranna, Marco. 2004. Detection of Methane in the Atmosphere of Mars. *Science*, **306**(5702), 1758–1761.
- Fountain, GlenH., Kusnierkiewicz, DavidY., Hersman, ChristopherB., Herder, TimothyS., Coughlin, ThomasB., Gibson, WilliamC., Clancy, DeborahA., DeBoy, ChristopherC., Hill, T.Adrian, Kinnison, JamesD., Mehoke, DouglasS., Ottman, GeoffreyK., Rogers, GabeD., Stern, S.Alan, Stratton, JamesM., Vernon, StevenR., & Williams, StephenP. 2008. The New Horizons Spacecraft. **140**(1-4), 23–47–.
- Gánti, Tibor, Horváth, András, Bérczi, Szaniszló, Gesztesi, Albert, & Szathmáry, Eörs. 2003. Dark dune spots : possible biomarkers on Mars ? *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, **33**(4-5), 515–557.
- Gendrin, Aline, Mangold, Nicolas, Bibring, Jean-Pierre, Langevin, Yves, Gondet, Brigitte, Poulet, François, Bonello, Guillaume, Quantin, Cathy, Mustard, John, Arvidson, Ray, & Le Mouélic, Stéphane. 2005. Sulfates in Martian Layered Terrains : The OMEGA/Mars Express View. *Science*, **307**(5715), 1587–1591.
- Gierasch, Peter J., & Goody, Richard M. 1972. The Effect of Dust on the Temperature of the Martian Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **29**(2), 400–402.
- Gilks, W. R. 2005. Markov Chain Monte Carlo. *Pages – of : Encyclopedia of Biostatistics*. John Wiley & Sons, Ltd.

- Giuranna, M., Grassi, D., Formisano, V., Montabone, L., Forget, F., & Zasova, L. 2008. PFS/MEX observations of the condensing CO<sub>2</sub> south polar cap of Mars. *Icarus*, **197**(2), 386–402.
- Goody, R. M. 1957. The ATMOSPHERE OF MARS. *Weather*, **12**(1), 3–15.
- Graf, James E., Zurek, Richard W., Eisen, Howard J., Jai, Benhan, Johnston, M.D., & DePaula, Ramon. 2005. The Mars Reconnaissance Orbiter Mission. *Acta Astronautica*, **57**(218), 566–578.
- Grandjean, J., & Goody, R. M. 1955. The Concentration of Carbon Dioxide in the Atmosphere of Mars. *Astrophysical Journal*, **121**(Mar.), 548.
- Grima, Cyril, Kofman, Wlodek, Mouginot, Jérémie, Phillips, Roger J., Hérique, Alain, Biccari, Daniela, Seu, Roberto, & Cutigni, Marco. 2009. North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice. *Geophysical Research Letters*, **36**(3), n/a–n/a. L03203.
- Grotzinger, JohnP., Crisp, Joy, Vasavada, AshwinR., Anderson, RobertC., Baker, CharlesJ., Barry, Robert, Blake, DavidF., Conrad, Pamela, Edgett, KennethS., Ferdowski, Bobak, Gellert, Ralf, Gilbert, JohnB., Golombek, Matt, Gomez-Elvira, Javier, Hassler, DonaldM., Jandura, Louise, Litvak, Maxim, Mahaffy, Paul, Maki, Justin, Meyer, Michael, Malin, MichaelC., Mitrofanov, Igor, Simmonds, JohnJ., Vaniman, David, Welch, RichardV., & Wiens, RogerC. 2012. *Mars Science Laboratory Mission and Science Investigation*. Vol. 170. Springer Netherlands.
- Grynko, Ye., & Shkuratov, Yu. 2003. Scattering matrix calculated in geometric optics approximation for semitransparent particles faceted with various shapes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **78**(May), 319–340.
- Gundlach, Bastian, & Blum, Jurgen. 2013. A new method to determine the grain size of planetary regolith. *Icarus*, **223**(1), 479–492.
- Haberle, Robert M., Pollack, James B., Barnes, Jeffrey R., Zurek, Richard W., Leovy, Conway B., Murphy, James R., Lee, Hilda, & Schaeffer, James. 1993. Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames General Circulation Model : 1. The zonal-mean circulation. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **98**(E2), 3093–3123.
- Hansen, C. J., Bourke, M., Bridges, N. T., Byrne, S., Colon, C., Diniega, S., Dundas, C., Herkenhoff, K., McEwen, A., Mellon, M., Portyankina, G., & Thomas, N. 2011. Seasonal Erosion and Restoration of Mars Northern Polar Dunes. *Science*, **331**(6017), 575–578.
- Hansen, C.J., Thomas, N., Portyankina, G., McEwen, A., Becker, T., Byrne, S., Herkenhoff, K., Kieffer, H., & Mellon, M. 2010. HiRISE observations of gas sublimation-driven activity in Mars' southern polar regions : I. Erosion of the surface. *Icarus*, **205**(1), 283–295.
- Hansen, C.J., Byrne, S., Portyankina, G., Bourke, M., Dundas, C., McEwen, A., Mellon, M., Pommerol, A., & Thomas, N. 2012. Observations of the northern seasonal polar cap on Mars : I. Spring sublimation activity and processes. *Icarus*, –.
- Hapke, Bruce. 1981. Bidirectional reflectance spectroscopy : 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, **86**(B4), 3039–3054.

- Hapke, Bruce. 1984. Bidirectional reflectance spectroscopy : 3. Correction for macroscopic roughness. *Icarus*, **59**(1), 41–59.
- Hapke, Bruce. 2012. *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*. Cambridge University Press.
- Hastings, W. K. 1970. Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. *Biometrika*, **57**(1), 97–109.
- Herkenhoff, K. E., Byrne, S., Russell, P. S., Fishbaugh, K. E., & McEwen, A. S. 2007. Meter-Scale Morphology of the North Polar Region of Mars. *Science*, **317**(5845), 1711–1715.
- Herr, Kenneth C., & Pimentel, George C. 1969. Infrared Absorptions near Three Microns Recorded over the Polar Cap of Mars. *Science*, **166**(3904), 496–499.
- Herschel, William. 1781. Astronomical Observations on the Rotation of the Planets Round Their Axes, Made with a View to Determine Whether the Earth’s Diurnal Motion is Perfectly Equable. In a Letter from Mr. William Herschel of Bath to William Watson, M. D. F. R. S. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **71**, 115–138.
- Herschel, William. 1784. On the Remarkable Appearances at the Polar Regions of the Planet Mars, the Inclination of Its Axis, the Position of Its Poles, and Its Spheroidal Figure ; With a Few Hints Relating to Its Real Diameter and Atmosphere. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **74**, 233–273.
- Hess, S. L., Henry, R. M., Leovy, C. B., Ryan, J. A., & Tillman, J. E. 1977. Meteorological results from the surface of Mars : Viking 1 and 2. *Journal of Geophysical Research*, **82**(28), 4559–4574.
- Hess, S. L., Ryan, J. A., Tillman, J. E., Henry, R. M., & Leovy, C. B. 1980. The annual cycle of pressure on Mars measured by Viking Landers 1 and 2. *Geophysical Research Letters*, **7**(3), 197–200.
- Hess, Seymour L. 1948. A METEOROLOGICAL APPROACH TO THE QUESTION OF WATER VAPOR ON MARS AND THE MASS OF THE MARTIAN ATMOSPHERE. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **60**(356), pp. 289–302.
- Howard, Alan D. 2000. The Role of Eolian Processes in Forming Surface Features of the Martian Polar Layered Deposits. *Icarus*, **144**(2), 267–288.
- Howard, Alan D., Moore, Jeffrey M., & Irwin, Rossman P. 2005. An intense terminal epoch of widespread fluvial activity on early Mars : 1. Valley network incision and associated deposits. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **110**(E12), n/a–n/a. E12S14.
- Hron, K., Menafoglio, A., Templ, M., Hruzova, K., & Filzmoser, P. Available online 26 July 2015. Simplicial principal component analysis for density functions in Bayes spaces. *Computational Statistics & Data Analysis*, –.
- Hyvarinen, A. 1999. Fast and robust fixed-point algorithms for independent component analysis. *Neural Networks, IEEE Transactions on*, **10**(3), 626–634.

- Hyvarinen, A., & Oja, E. 2000. Independent component analysis : algorithms and applications. *Neural Networks*, **13**(45), 411–430.
- Iordache, M.-D., Bioucas Dias, J. M., & Plaza, A. 2013. Collaborative Sparse Regression for Hyperspectral Unmixing. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, **PP**(99), 1–14.
- Jakosky, Bruce M, Lin, RP, Grebowsky, JM, Luhmann, JG, Mitchell, DF, Beutelschies, G, Priser, T, Acuna, M, Andersson, L, Baird, D, *et al.* . 2015. The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission. *Space Science Reviews*, 1–46.
- James, Philip B., Thomas, Peter C., Wolff, Michael J., & Bonev, Boncho P. 2007. MOC observations of four Mars year variations in the south polar residual cap of Mars. *Icarus*, **192**(2), 318–326.
- Jin, Zhonghai, Charlock, Thomas P., Rutledge, Ken, Stamnes, Knut, & Wang, Yingjian. 2006. Analytical solution of radiative transfer in the coupled atmosphere-ocean system with a rough surface. *Appl. Opt.*, **45**(28), 7443–7455.
- Jones, Kenneth L., Arvidson, Raymond E., Guinness, Edward A., Bragg, Susan L., Wall, Stephen D., Carlston, Carl E., & Pidek, Deborah G. 1979. One Mars Year : Viking Lander Imaging Observations. *Science*, **204**(4395), 799–806.
- Jouannic, Gwenaél, Gargani, Julien, Costard, François, Ori, Gian G., Marmo, Chiara, Schmidt, Frédéric, & Lucas, Antoine. 2012. Morphological and mechanical characterization of gullies in a periglacial environment : The case of the Russell crater dune (Mars). *Planetary and Space Science*, **71**(1), 38–54.
- Jouannic, Gwenaél, Gargani, Julien, Conway, Susan J., Costard, François, Balme, Matthew R., Patel, Manish R., Masse, Marion, Marmo, Chiara, Jomelli, Vincent, & Ori, Gian G. 2015. Laboratory simulation of debris flows over sand dunes : Insights into gully-formation (Mars). *Geomorphology*, **231**(Feb.), 101–115.
- Jouglet, D., Poulet, F., Milliken, R. E., Mustard, J. F., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., & Gomez, C. 2007. Hydration state of the Martian surface as seen by Mars Express OMEGA : 1. Analysis of the 3  $\mu\text{m}$  hydration feature. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **112**(E8), n/a–n/a. E08S06.
- Kaplan, L. D., Münch, G., & Spinrad, H. 1964. An Analysis of the Spectrum of Mars. *Astrophysical Journal*, **139**(Jan.), 1.
- Kaufmann, Erika, Kiehl, Norbert I., & Kargl, Günter. 2006. Laboratory simulation experiments on the solid-state greenhouse effect in planetary ices. *Icarus*, **185**(1), 274–286.
- Kereszturi, A., Mohlmann, D., Berczi, Sz., Ganti, T., Kuti, A., Sik, A., & Horvath, A. 2009. Recent rheologic processes on dark polar dunes of Mars : Driven by interfacial water ? *Icarus*, **201**(2), 492–503.
- Kereszturi, A., Vincendon, M., & Schmidt, F. 2011. Water ice in the dark dune spots of Richardson crater on Mars. *Planetary and Space Science*, **59**(1), 26–42.
- Keshava, N., & Mustard, J.F. Jan 2002. Spectral unmixing. *Signal Processing Magazine, IEEE*, **19**(1), 44–57.



- Kieffer, Hugh H. 1979. Mars south polar spring and summer temperatures : A residual CO<sub>2</sub> frost. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **84**(B14), 8263–8288.
- Kieffer, Hugh H. 2007. Cold jets in the Martian polar caps. *Journal of Geophysical Research : Planets (1991–2012)*, **112**(E8).
- Kieffer, Hugh H., & Titus, Timothy N. 2001. TES Mapping of Mars' North Seasonal Cap. *Icarus*, **154**(1), 162–180.
- Kieffer, Hugh H., Chase, Stillman C., Martin, Terry Z., Miner, Ellis D., & Palluconi, Frank Don. 1976. Martian North Pole Summer Temperatures : Dirty Water Ice. *Science*, **194**(4271), 1341–1344.
- Kieffer, Hugh H., Titus, Timothy N., Mullins, Kevin F., & Christensen, Philip R. 2000. Mars south polar spring and summer behavior observed by TES : Seasonal cap evolution controlled by frost grain size. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **105**(E4), 9653–9699.
- Kieffer, Hugh H., Christensen, Philip R., & Titus, Timothy N. 2006. CO<sub>2</sub> jets formed by sublimation beneath translucent slab ice in Mars' seasonal south polar ice cap. *Nature*, **442**(7104), 793–796.
- Klein, H. P. 1979. The Viking mission and the search for life on Mars. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **17**(Oct.), 1655–1662.
- Kliore, Arvydas, Fjeldbo, Gunnar, Seidel, Boris L., & Rasool, S. I. 1969. Mariners 6 and 7 : Radio Occultation Measurements of the Atmosphere of Mars. *Science*, **166**(3911), 1393–1397.
- Kliore, Arvydas J., Cain, Dan L., Fjeldbo, Gunnar, Seidel, Boris L., Sykes, Michael J., & Rasool, S.I. 1972. The atmosphere of Mars from mariner 9 radio occultation measurements. *Icarus*, **17**(2), 484–516.
- Kossacki, Konrad J., & Leliwa-Kopystynski, Jacek. 2004. Non-uniform seasonal defrosting of subpolar dune field on Mars. *Icarus*, **168**(1), 201–204.
- Kubelka, Paul. 1948. New Contributions to the Optics of Intensely Light-Scattering Materials. Part I. *J. Opt. Soc. Am.*, **38**(5), 448–448.
- Kylling, A., Stamnes, K., & Tsay, S.-C. 1995. A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer : Documentation of accuracy in realistic layered media. *Journal of Atmospheric Chemistry*, **21**(2), 115–150–.
- Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Schmitt, B., Douté, S., & Gondet, B. 2005a. Summer Evolution of the North Polar Cap of Mars as Observed by OMEGA/Mars Express. *Science*, **307**(5715), 1581–1584.
- Langevin, Y., Bibring, J.-P., Montmessin, F., Forget, F., Vincendon, M., Douté, S., Poulet, F., & Gondet, B. 2007. Observations of the south seasonal cap of Mars during recession in 2004 8211 ;2006 by the OMEGA visible/near-infrared imaging spectrometer on board Mars Express. *J. Geophys. Res.*, **112**(E8), E08S12–.
- Langevin, Yves, Poulet, François, Bibring, Jean-Pierre, & Gondet, Brigitte. 2005b. Sulfates in the North Polar Region of Mars Detected by OMEGA/Mars Express. *Science*, **307**(5715), 1584–1586.

- Langevin, Yves, Douté, Sylvain, Vincendon, Mathieu, Poulet, François, Bibring, Jean-Pierre, Gondet, Brigitte, Schmitt, Bernard, & Forget, F. 2006. No signature of clear CO<sub>2</sub> ice from the /‘cryptic/’ regions in Mars’ south seasonal polar cap. *Nature*, **442**(7104), 790–792.
- le Coarer, E, Venancio, LG, Kern, P, Ferrand, J, Puget, P, Ayraud, M, Bonneville, C, Demonte, B, Morand, A, Boussey, J, *et al.* . 2010. SWIFTS : ON-CHIP VERY HIGH SPECTRAL RESOLUTION SPECTROMETER. *Page 8 of : International Conference on Space Optics*, vol. 4.
- le Coarer, Etienne, Blaize, Sylvain, Benech, Pierre, Stefanon, Ilan, Morand, Alain, Lerondel, Gilles, Leblond, Gregory, Kern, Pierre, Fedeli, Jean Marc, & Royer, Pascal. 2007. Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry. *Nature Photonics*, **1**(8), 473–478.
- Leighton, R. B., Horowitz, N. H., Murray, B. C., Sharp, R. P., Herriman, A. H., Young, A. T., Smith, B. A., Davies, M. E., & Leovy, C. B. 1969. Mariner 6 and 7 Television Pictures : Preliminary Analysis. *Science*, **166**(3901), 49–67.
- Leighton, Robert B., & Murray, Bruce C. 1966. Behavior of Carbon Dioxide and Other Volatiles on Mars. *Science*, **153**(3732), 136–144.
- Leighton, Robert B., Murray, Bruce C., Sharp, Robert P., Allen, J. Denton, & Sloan, Richard K. 1965. Mariner IV Photography of Mars : Initial Results. *Science*, **149**(3684), 627–630.
- Lewis, Stephen R., Collins, Matthew, Read, Peter L., Forget, François, Hourdin, Frédéric, Fournier, Richard, Hourdin, Christophe, Talagrand, Olivier, & Huot, Jean-Paul. 1999. A climate database for Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **104**(E10), 24177–24194.
- Lin, Z., Stamnes, S., Jin, Z., Laszlo, I., Tsay, S.-C., Wiscombe, W.J., & Stamnes, K. 2015. Improved discrete ordinate solutions in the presence of an anisotropically reflecting lower boundary : Upgrades of the DISORT computational tool. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **157**(0), 119–134.
- Lorenz, Ralph. 2013. The longevity and aspect ratio of dust devils : Effects on detection efficiencies and comparison of landed and orbital imaging at Mars. *Icarus*, **226**(1), 964–970.
- Lowell, P. 1895. Mars. The canals I. *Popular Astronomy*, **2**, 255–261.
- Lowell, P., & Douglass, A. E. 1900. Observations of Mars, 1896 and 1897. *Annals of the Lowell Observatory*, **2**(Dec.), 205–512.
- Lowell, Percival. 1902. Areography. *Proceedings of the American Philosophical Society*, **41**(170), pp. 225–234.
- Luo, Bin, Chanussot, Jocelyn, Douté, Sylvain, & Zhang, Liangpei. 2013. Empirical automatic estimation of the number of endmembers in hyperspectral images. *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, **10**(1), 24–28.
- Mahaffy, Paul R., Webster, Christopher R., Atreya, Sushil K., Franz, Heather, Wong, Michael, Conrad, Pamela G., Harpold, Dan, Jones, John J., Leshin, Laurie A., Manning, Heidi, Owen, Tobias, Pepin,

- Robert O., Squyres, Steven, Trainer, Melissa, & Team, MSL Science. 2013. Abundance and Isotopic Composition of Gases in the Martian Atmosphere from the Curiosity Rover. *Science*, **341**(6143), 263–266.
- Malin, M. C., Carr, M. H., Danielson, G. E., Davies, M. E., Hartmann, W. K., Ingersoll, A. P., James, P. B., Masursky, H., McEwen, A. S., Soderblom, L. A., Thomas, P., Veverka, J., Caplinger, M. A., Ravine, M. A., Soulanille, T. A., & Warren, J. L. 1998. Early Views of the Martian Surface from the Mars Orbiter Camera of Mars Global Surveyor. *Science*, **279**(5357), 1681–1685.
- Malin, Michael C., & Edgett, Kenneth S. 2001. Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera : Interplanetary cruise through primary mission. *J. Geophys. Res.*, **106**(E10), 23429–23570.
- Malin, Michael C., Caplinger, Michael A., & Davis, Scott D. 2001. Observational Evidence for an Active Surface Reservoir of Solid Carbon Dioxide on Mars. *Science*, **294**(5549), 2146–2148.
- Mangold, N., Costard, F., & Forget, F. 2003. Debris flows over sand dunes on Mars : Evidence for liquid water. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **108**(E4), n/a–n/a. 5027.
- Marin, Jean-Michel, & Robert, Christian. 2007. *Bayesian core : a practical approach to computational Bayesian statistics*. Springer Science & Business Media.
- Masson, Philippe, Carr, Michael H., Costard, Francois, Greeley, Ronald, Hauber, Ernst, & Jaumann, Ralf. 2001. Geomorphologic Evidence for Liquid Water. *Pages 333–364 of : Kallenbach, Reinald, Geiss, Johannes, & Hartmann, William K. (eds), Space Sciences Series of ISSI*, vol. 12. Springer Netherlands.
- McCauley, J.F., Carr, M.H., Cutts, J.A., Hartmann, W.K., Masursky, Harold, Milton, D.J., Sharp, R.P., & Wilhelms, D.E. 1972. Preliminary mariner 9 report on the geology of Mars. *Icarus*, **17**(2), 289–327.
- McEwen, Alfred S., Eliason, Eric M., Bergstrom, James W., Bridges, Nathan T., Hansen, Candice J., Delamere, W. Alan, Grant, John A., Gulick, Virginia C., Herkenhoff, Kenneth E., Keszthelyi, Laszlo, Kirk, Randolph L., Mellon, Michael T., Squyres, Steven W., Thomas, Nicolas, & Weitz, Catherine M. 2007. Mars Reconnaissance Orbiter's High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE). *J. Geophys. Res.*, **112**(E5), E05S02–.
- McEwen, Alfred S., Ojha, Lujendra, Dundas, Colin M., Mattson, Sarah S., Byrne, Shane, Wray, James J., Cull, Selby C., Murchie, Scott L., Thomas, Nicolas, & Gulick, Virginia C. 2011. Seasonal Flows on Warm Martian Slopes. *Science*, **333**(6043), 740–743.
- McGuire, Patrick C., Bishop, Janice L., Brown, Adrian J., Fraeman, Abigail A., Marzo, Giuseppe A., Frank Morgan, M., Murchie, Scott L., Mustard, John F., Parente, Mario, Pelkey, Shannon M., Roush, Ted L., Seelos, Frank P., Smith, Michael D., Wendt, Lorenz, & Wolff, Michael J. 2009. An improvement to the volcano-scan algorithm for atmospheric correction of CRISM and OMEGA spectral data. *Planetary and Space Science*, **57**(7), 809–815.
- McSween, Harry Y., Taylor, G. Jeffrey, & Wyatt, Michael B. 2009. Elemental Composition of the Martian Crust. *Science*, **324**(5928), 736–739.

- Mege, Daniel, & Masson, Philippe. 1996. A plume tectonics model for the Tharsis province, Mars. *Planetary and Space Science*, **44**(12), 1499–1546.
- Melchiorri, R., Drossart, P., Fouchet, T., Bézard, B., Forget, F., Gendrin, A., Bibring, J. P., Manaud, N., & Omega Team. 2006. A simulation of the OMEGA/Mars Express observations : Analysis of the atmospheric contribution. *Planetary and Space Science*, **54**(Aug.), 774–783.
- Melchiorri, R., Encrenaz, T., Drossart, P., Fouchet, T., Forget, F., Titov, D., Maltagliati, L., Altieri, F., Vincendon, M., Langevin, Y., & Bibring, J.P. 2009. OMEGA/Mars Express : South Pole Region, water vapor daily variability. *Icarus*, **201**(1), 102–112.
- Mellon, Michael T., Feldman, William C., & Prettyman, Thomas H. 2004. The presence and stability of ground ice in the southern hemisphere of Mars. *Icarus*, **169**(2), 324–340.
- Mellon, Michael T., Arvidson, Raymond E., Marlow, Jeffrey J., Phillips, Roger J., & Asphaug, Erik. 2008. Periglacial landforms at the Phoenix landing site and the northern plains of Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **113**(E3), n/a–n/a. E00A23.
- Melosh, H.J. 1980. Tectonic patterns on a reoriented planet : Mars. *Icarus*, **44**(3), 745–751.
- Meruane, C., Tamburrino, A., & Roche, O. 2010. On the role of the ambient fluid on gravitational granular flow dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, **648**, 381–404.
- Metropolis, Nicholas, & Ulam, S. 1949. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, **44**(247), 335–341.
- Metropolis, Nicholas, Rosenbluth, Arianna W., Rosenbluth, Marshall N., Teller, Augusta H., & Teller, Edward. 1953. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *The Journal of Chemical Physics*, **21**(6), 1087–1092.
- Michalski, Joseph, Poulet, François, Bibring, Jean-Pierre, & Mangold, Nicolas. 2010. Analysis of phyllosilicate deposits in the Nili Fossae region of Mars : Comparison of TES and OMEGA data. *Icarus*, **206**(1), 269–289.
- Millour, E., Forget, F., Lefevre, F., Gonzalez-Galindo, F., Lopez-Valverde, M., Montabone, L., Colaitis, A., Navarro, T., & Chauffray, J.-Y. 2012 (July). The latest improvements in the LMD Global Climate Model and derived Mars Climate Database (version 5). *Page 1239 of : 39th COSPAR Scientific Assembly*. COSPAR Meeting, vol. 39.
- Millour, Ehouarn, Forget, Francois, Spiga, Aymeric, Navarro, Thomas, Madeleine, Jean-Baptiste, Pottier, Alizée, Montabone, Luca, Kerber, Laura, Lefèvre, Franck, Montmessin, Franck, *et al.* . 2014. The Latest Mars Climate Database (MCD v5. 1). *Page 2102 of : EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 16.
- Mishchenko, Michael I., Dlugach, Janna M., Chowdhary, Jacek, & Zakharova, Nadezhda T. 2015. Polarized bidirectional reflectance of optically thick sparse particulate layers : An efficient numerically exact radiative-transfer solution. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **156**(0), 97–108.

- Montmessin, F., Forget, F., Rannou, P., Cabane, M., & Haberle, R. M. 2004. Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **109**(E10), n/a–n/a. E10004.
- Montmessin, F., Gondet, B., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Drossart, P., Forget, F., & Fouchet, T. 2007a. Hyperspectral imaging of convective CO<sub>2</sub> ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **112**(E11), n/a–n/a. E11S90.
- Montmessin, F., Haberle, R. M., Forget, F., Langevin, Y., Clancy, R. T., & Bibring, J.-P. 2007b. On the origin of perennial water ice at the south pole of Mars : A precession-controlled mechanism ? *Journal of Geophysical Research : Planets*, **112**(E8), n/a–n/a. E08S17.
- Moore, Jeffrey M. 2004. Mars : Blueberry fields for ever. *Nature*, **428**(6984), 711–712.
- Morgan, F., Mustard, J. F., Wiseman, S. M., Seelos, F. P., Murchie, S. L., McGuire, P. C., & CRISM Team. 2011 (Mar.). Improved Algorithm for CRISM Volcano Scan Atmospheric Correction. *Page 2453 of : Lunar and Planetary Science Conference*. Lunar and Planetary Science Conference, vol. 42.
- Moroz, V.I., & Ksanfomaliti, L.V. 1972. Preliminary results of astrophysical observations of Mars from Mars-3. *Icarus*, **17**(2), 408–422.
- Mosegaard, Klaus, & Tarantola, Albert. 1995. Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems. *J. Geophys. Res.*, **100**(B7), 12431–12447.
- Moussaoui, S., Hauksdottir, H., Schmidt, F., Jutten, C., Chanussot, J., Brie, D., Douté, S., & Benedikts-son, J.A. 2008. On the decomposition of Mars hyperspectral data by ICA and Bayesian positive source separation. *Neurocomputing*, **71**(10-12), 2194–2208.
- Muhleman, D. O. 1964. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Radar scattering from Venus and the Moon. *The Astronomical Journal*, **69**(Feb.), 34.
- Mumma, Michael J., Villanueva, Geronimo L., Novak, Robert E., Hewagama, Tilak, Bonev, Boncho P., DiSanti, Michael A., Mandell, Avi M., & Smith, Michael D. 2009. Strong Release of Methane on Mars in Northern Summer 2003. *Science*, **323**(5917), 1041–1045.
- Murchie, S., Arvidson, R., Bedini, P., Beisser, K., Bibring, J.-P., Bishop, J., Boldt, J., Cavender, P., Choo, T., Clancy, R. T., Darlington, E. H., Des Marais, D., Espiritu, R., Fort, D., Green, R., Guinness, E., Hayes, J., Hash, C., Heffernan, K., Hemmler, J., Heyler, G., Humm, D., Hutcheson, J., Izenberg, N., Lee, R., Lees, J., Lohr, D., Malaret, E., Martin, T., McGovern, J. A., McGuire, P., Morris, R., Mustard, J., Pelkey, S., Rhodes, E., Robinson, M., Roush, T., Schaefer, E., Seagrave, G., Seelos, F., Silvergate, P., Slavney, S., Smith, M., Shyong, W.-J., Strohbehn, K., Taylor, H., Thompson, P., Tossman, B., Wirzburger, M., & Wolff, M. 2007. Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). *J. Geophys. Res.*, **112**(E5), E05S03–.
- Murchie, S. L., Seelos, F. P., Hash, C. D., Humm, D. C., Malaret, E., McGovern, J. A., Choo, T. H., Seelos, K. D., Buczkowski, D. L., Morgan, M. F., Barnouin-Jha, O. S., Nair, H., Taylor, H. W., Patterson, G. W., Harvel, C. A., Mustard, J. F., Arvidson, R. E., McGuire, P., Smith, M. D., Wolff, M. J., Titus,

- T. N., Bibring, J.-P., & Poulet, F. 2009. Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars investigation and data set from the Mars Reconnaissance Orbiter's primary science phase. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, **114**, 0.
- Nachon, M., Clegg, S. M., Mangold, N., Schroder, S., Kah, L. C., Dromart, G., Ollila, A., Johnson, J. R., Oehler, D. Z., Bridges, J. C., Le Mouelic, S., Forni, O., Wiens, R.C., Anderson, R. B., Blaney, D. L., Bell, J.F., Clark, B., Cousin, A., Dyar, M. D., Ehlmann, B., Fabre, C., Gasnault, O., Grotzinger, J., Lasue, J., Lewin, E., Leveille, R., McLennan, S., Maurice, S., Meslin, P.-Y., Rapin, W., Rice, M., Squyres, S. W., Stack, K., Sumner, D. Y., Vaniman, D., & Wellington, D. 2014. Calcium sulfate veins characterized by ChemCam/Curiosity at Gale crater, Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **119**(9), 1991–2016. 2013JE004588.
- Neukum, G., Jaumann, R., Hoffmann, H., Hauber, E., Head, J. W., Basilevsky, A. T., Ivanov, B. A., Werner, S. C., van Gasselt, S., Murray, J. B., McCord, T., & TeamThe, HRSC Co-Investigator. 2004. Recent and episodic volcanic and glacial activity on Mars revealed by the High Resolution Stereo Camera. *Nature*, **432**(7020), 971–979.
- Nier, A. O., & McElroy, M. B. 1977. Composition and structure of Mars' upper atmosphere - Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2. *Journal of Geophysical Research*, **82**(Sept.), 4341–4349.
- Novakovic, B. 2008. Senenmut : An Ancient Egyptian Astronomer. *Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd*, **85**(Oct.), 19–23.
- Ody, A., Poulet, F., Langevin, Y., Bibring, J.-P., Bellucci, G., Altieri, F., Gondet, B., Vincendon, M., Carter, J., & Manaud, N. 2012. Global maps of anhydrous minerals at the surface of Mars from OMEGA/MEx. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **117**(E11), n/a–n/a. E00J14.
- Oze, Christopher, & Sharma, Mukul. 2005. Have olivine, will gas : Serpentinization and the abiogenic production of methane on Mars. *Geophysical Research Letters*, **32**(10), n/a–n/a. L10203.
- Parente, M., Mustard, J.F., Murchie, S., & Seelos, F. 24-29 July 2011. Robust unmixing of hyperspectral images : Application to Mars. *Pages 1291–1294 of : Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2011 IEEE International*.
- Pasquon, K., Gargani, J., & Massé, M. 2015. Geomorphological descriptions of seasonal processes on Mars : Linear Gullies and Recurrent Diffusing Flows on the intra-crater dunes fields. *Page n/a of : European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October in Nantes, France. Online at : <http://meetings.copernicus.org/epsc2015>, id. EPSC2015-203*, vol. 10.
- Pearl, John C., Smith, Michael D., Conrath, Barney J., Bandfield, Joshua L., & Christensen, Philip R. 2001. Observations of Martian ice clouds by the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer : The first Martian year. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **106**(E6), 12325–12338.
- Pelkey, S. M., Mustard, J. F., Murchie, S., Clancy, R. T., Wolff, M., Smith, M., Milliken, R., Bibring, J.-P., Gendrin, A., Poulet, F., Langevin, Y., & Gondet, B. 2007. CRISM multispectral summary products : Parameterizing mineral diversity on Mars from reflectance. *J. Geophys. Res.*, **112**(E8), E08S14–.

- Peters, W. T. 1984. The Appearance of Venus and Mars in 1610. *Journal for the History of Astronomy*, **15**(Oct.), 211.
- Pettit, E., & Nicholson, S. B. 1924. Radiation Measures on the Planet Mars. *pasp*, **36**(Oct.), 269–272.
- Phillips, Roger J., Zuber, Maria T., Smrekar, Suzanne E., Mellon, Michael T., Head, James W., Tanaka, Kenneth L., Putzig, Nathaniel E., Milkovich, Sarah M., Campbell, Bruce A., Plaut, Jeffrey J., Safaeinili, Ali, Seu, Roberto, Biccari, Daniela, Carter, Lynn M., Picardi, Giovanni, Orosei, Roberto, Mohit, P. Surdas, Heggy, Essam, Zurek, Richard W., Egan, Anthony F., Giacomoni, Emanuele, Russo, Federica, Cutigni, Marco, Pettinelli, Elena, Holt, John W., Leuschen, Carl J., & Marinangeli, Lucia. 2008. Mars North Polar Deposits : Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response. *Science*, **320**(5880), 1182–1185.
- Phillips, Roger J., Davis, Brian J., Tanaka, Kenneth L., Byrne, Shane, Mellon, Michael T., Putzig, Nathaniel E., Haberle, Robert M., Kahre, Melinda A., Campbell, Bruce A., Carter, Lynn M., Smith, Isaac B., Holt, John W., Smrekar, Suzanne E., Nunes, Daniel C., Plaut, Jeffrey J., Egan, Anthony F., Titus, Timothy N., & Seu, Roberto. 2011. Massive CO<sub>2</sub> Ice Deposits Sequestered in the South Polar Layered Deposits of Mars. *Science*, **332**(6031), 838–841.
- Picardi, G., Biccari, D., Seu, R., Plaut, J., Johnson, W. T. K., Jordan, R. L., Safaeinili, A., Gurnett, D. A., Huff, R., Orosei, R., Bombaci, O., Calabrese, D., & Zampolini, E. 2004 (Aug.). MARSIS : Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding. *Pages 51–69 of : Wilson, A., & Chicarro, A. (eds), Mars Express : the Scientific Payload*. ESA Special Publication, vol. 1240.
- Pilorget, C., Forget, F., Millour, E., Vincendon, M., & Madeleine, J.B. 2011. Dark spots and cold jets in the polar regions of Mars : New clues from a thermal model of surface CO<sub>2</sub> ice. *Icarus*, **213**(1), 131–149.
- Pilorget, C., Vincendon, M., & Poulet, F. 2013. A radiative transfer model to simulate light scattering in a compact granular medium using a Monte Carlo approach : Validation and first applications. *J. Geophys. Res. Planets*, **118**(12), 2488–2501.
- Piqueux, Sylvain, & Christensen, Philip R. 2008. North and south subice gas flow and venting of the seasonal caps of Mars : A major geomorphological agent. *J. Geophys. Res.*, **113**(E6), E06005–.
- Piqueux, Sylvain, Byrne, Shane, & Richardson, Mark I. 2003. Sublimation of Mars’s southern seasonal CO<sub>2</sub> ice cap and the formation of spiders. *J. Geophys. Res.*, **108**(E8), 5084–.
- Plaut, Jeffrey J., Picardi, Giovanni, Safaeinili, Ali, Ivanov, Anton B., Milkovich, Sarah M., Cicchetti, Andrea, Kofman, Wlodek, Mouginot, Jeremie, Farrell, William M., Phillips, Roger J., Clifford, Stephen M., Frigeri, Alessandro, Orosei, Roberto, Federico, Costanzo, Williams, Iwan P., Gurnett, Donald A., Nielsen, Erling, Hagfors, Tor, Heggy, Essam, Stofan, Ellen R., Plettemeier, Dirk, Watters, Thomas R., Leuschen, Carlton J., & Edenhofer, Peter. 2007. Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars. *Science*, **316**(5821), 92–95.
- Pommerol, A., Portyankina, G., Thomas, N., Aye, K.-M., Hansen, C. J., Vincendon, M., & Langevin, Y. 2011. Evolution of south seasonal cap during Martian spring : Insights from high-resolution observations by HiRISE and CRISM on Mars Reconnaissance Orbiter. *J. Geophys. Res.*, **116**(E8), E08007–.

- Pommerol, A., Appéré, T., Portyankina, G., Aye, K.-M., Thomas, N., & Hansen, C.J. 2012. Observations of the northern seasonal polar cap on Mars III : CRISM/HiRISE observations of spring sublimation. *Icarus*, —.
- Portyankina, Ganna, Markiewicz, Wojciech J., Thomas, Nicolas, Hansen, Candice J., & Milazzo, Moses. 2010. HiRISE observations of gas sublimation-driven activity in Mars' southern polar regions : III. Models of processes involving translucent ice. *Icarus*, **205**(1), 311–320.
- Portyankina, Ganna, Pommerol, Antoine, Aye, Klaus-Michael, Hansen, Candice J., & Thomas, Nicolas. 2012a. Observations of the northern seasonal polar cap on Mars II : HiRISE photometric analysis of evolution of northern polar dunes in spring. *Icarus*, —.
- Portyankina, Ganna, Pommerol, Antoine, Aye, Klaus-Michael, Hansen, Candice J., & Thomas, Nicolas. 2012b. Polygonal cracks in the seasonal semi-translucent CO<sub>2</sub> ice layer in Martian polar areas. *J. Geophys. Res.*, **117**(E2), E02006–.
- Poulet, F., Bibring, J.-P., Mustard, J. F., Gendrin, A., Mangold, N., Langevin, Y., Arvidson, R. E., Gondet, B., & Gomez, C. 2005. Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate. *Nature*, **438**(7068), 623–627.
- Poulet, F., Gomez, C., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., Pinet, P., Belluci, G., & Mustard, J. 2007. Martian surface mineralogy from Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité on board the Mars Express spacecraft (OMEGA/MEx) : Global mineral maps. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **112**(E8), n/a–n/a. E08S02.
- Poulet, F., Arvidson, R.E., Gomez, C., Morris, R.V., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., & Griffes, J. 2008. Mineralogy of Terra Meridiani and western Arabia Terra from OMEGA/MEx and implications for their formation. *Icarus*, **195**(1), 106–130.
- Poulet, F., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J.F., Mangold, N., Vincendon, M., Gondet, B., Pinet, P., Bardintzeff, J.-M., & Platevoet, B. 2009a. Quantitative compositional analysis of martian mafic regions using the MEx/OMEGA reflectance data 1. Methodology, uncertainties and examples of application. *Icarus*, **201**(1), 69–83.
- Poulet, F., Mangold, N., Platevoet, B., Bardintzeff, J.-M., Sautter, V., Mustard, J.F., Bibring, J.-P., Pinet, P., Langevin, Y., Gondet, B., & Alon-Toppani, A. 2009b. Quantitative compositional analysis of martian mafic regions using the MEx/OMEGA reflectance data : 2. Petrological implications. *Icarus*, **201**(1), 84–101.
- Raack, J., Reiss, D., Appéré, T., Vincendon, M., Ruesch, O., & Hiesinger, H. 2015. Present-day seasonal gully activity in a south polar pit (Sisyphi Cavi) on Mars. *Icarus*, **251**(May), 226–243.
- Read, Peter L., & Lewis, Stephen R. 2004. *The martian climate revisited : Atmosphere and environment of a desert planet*. Springer Science & Business Media.
- Reuter, Dennis C., Stern, S. Alan, Scherrer, John, Jennings, Donald E., Baer, James W., Hanley, John, Hardaway, Lisa, Lunsford, Allen, McMuldroch, Stuart, Moore, Jeffrey, Olkin, Cathy, Parizek, Robert,



- Reitsma, Harold, Sabatke, Derek, Spencer, John, Stone, John, Throop, Henry, Van Cleve, Jeffrey, Weigle, Gerald E., & Young, Leslie A. 2009. Ralph : A Visible/Infrared Imager for the New Horizons Pluto/Kuiper Belt Mission. *Pages 129–154 of* : Russell, C.T. (ed), *New Horizons*. Springer New York.
- Sagan, C. 1961. The Abundance of Water Vapor on Mars. *Astrophysical Journal*, **66**(Mar.), 52.
- Sagan, Carl, Veverka, Joseph, Fox, Paul, Dubisch, Russell, Lederberg, Joshua, Levinthal, Elliott, Quam, Lynn, Tucker, Robert, Pollack, James B., & Smith, Bradford A. 1972. Variable features on Mars : Preliminary mariner 9 television results. *Icarus*, **17**(2), 346–372.
- Saporta, Gilbert. 2011. *Probabilités, analyse des données et statistique*. 3ème édition révisée.
- Saunders, Peter M. 1967. Shadowing on the ocean and the existence of the horizon. *Journal of Geophysical Research*, **72**(18), 4643–4649.
- Schmidt, F., Doute, S., & Schmitt, B. May 2007. WAVANGLET : An Efficient Supervised Classifier for Hyperspectral Images. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, **45**(5), 1374–1385.
- Schmidt, Frédéric. 2007. *Classification de la surface de Mars par imagerie hyperspectrale OMEGA. Suivi spatio-temporel et étude des dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O*. Ph.D. thesis, Grenoble 1.
- Schmidt, Frédéric. 2014. *ECHANGES DE VOLATILS ENTRE SURFACE ET ATMOSPHERE SUR MARS*.
- Schmidt, Frédéric, & Fernando, Jennifer. 2015. Realistic uncertainties on Hapke model parameters from photometric measurement. *Icarus*, **260**(Nov.), 73–93.
- Schmidt, Frédéric, Douté, Sylvain, Schmitt, Bernard, Vincendon, Mathieu, Bibring, Jean-Pierre, & Langevin, Yves. 2009. Albedo control of seasonal South Polar cap recession on Mars. *Icarus*, **200**(2), 374–394.
- Schmidt, Frédéric, Schmitt, Bernard, Douté, Sylvain, Forget, François, Jian, Jeng-Jong, Martin, Patrick, Langevin, Yves, & Bibring, Jean-Pierre. 2010. Sublimation of the Martian CO<sub>2</sub> Seasonal South Polar Cap. *Planetary and Space Science*, **58**(10), 1129–1138.
- Schmidt, Frédéric, Legendre, Maxime, & Le Mouelic, Stéphane. 2014. Minerals detection for hyperspectral images using adapted linear unmixing : LinMin. *Icarus*, **237**(0), 61–74.
- Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F., & Grundy, W. M. 1998. Optical Properties of Ices from UV to Infrared. *Pages 199–240 of* : Schmitt, B., de Bergh, C., & Festou, M. (eds), *Solar System Ices*. Astrophysics and Space Science Library, vol. 227. Kluwer.
- Schmitt, B., Douté, S., Langevin, Y., Forget, F., Bibring, J.-P., Gondet, B., & OMEGA Team. 2005 (Mar.). Northern Seasonal Condensates on Mars by OMEGA/Mars Express. *Page 2326 of* : Mackwell, S., & Stansbery, E. (eds), *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*. Lunar and Planetary Inst. Technical Report, vol. 36.

- Schmitt, Bernard, Douté, Sylvain, Altieri, F., Bellucci, G., & Omega Team, The. 2005 (Feb.). Physical State and Distribution of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> Ices and Dust on the Perennial Mars South Polar Cap from OMEGA/MEx Observations. *In : First Mars Express Science Conference, ESA/ESTEC*.
- Schneider, NM, Deighan, JI, Stewart, AIF, McClintock, WE, Jain, SK, Chaffin, MS, Stiepen, Arnaud, Crismani, Matteo, Plane, JMC, Carrillo-Sánchez, JD, *et al.* . 2015. MAVEN IUVS observations of the aftermath of the Comet Siding Spring meteor shower on Mars. *Geophysical Research Letters*, **42**(12), 4755–4761.
- Seidelmann, P Kenneth. 2005. *Explanatory supplement to the astronomical almanac*. University Science Books.
- Seidelmann, P Kenneth, Archinal, Brent A, Ahearn, Michael F, Conrad, A, Consolmagno, GJ, Hestroffer, D, Hilton, JL, Krasinsky, GA, Neumann, G, Oberst, J, *et al.* . 2007. Report of the IAU/IAG Working Group on cartographic coordinates and rotational elements : 2006. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **98**(3), 155–180.
- Sejourne, A., Costard, F., Gargani, J., Soare, R.J., & Marmo, C. 2012. Evidence of an eolian ice-rich and stratified permafrost in Utopia Planitia, Mars. *Planetary and Space Science*, **60**(1), 248–254.
- Seu, R., Biccari, D., Orosei, R., Lorenzoni, L.V., Phillips, R.J., Marinangeli, L., Picardi, G., Masdea, A., & Zampolini, E. 2004. SHARAD : The MRO 2005 shallow radar. *Planetary and Space Science*, **52**(113), 157–166.
- Seu, Roberto, Phillips, Roger J., Alberti, Giovanni, Biccari, Daniela, Bonaventura, Francesco, Bortone, Marco, Calabrese, Diego, Campbell, Bruce A., Cartacci, Marco, Carter, Lynn M., Catallo, Claudio, Croce, Anna, Croci, Renato, Cutigni, Marco, Placido, Antonio Di, Dinardo, Salvatore, Federico, Costanzo, Flamini, Enrico, Fois, Franco, Frigeri, Alessandro, Fuga, Oreste, Giacomoni, Emanuele, Gim, Yonggyu, Guelfi, Mauro, Holt, John W., Kofman, Wlodek, Leuschen, Carlton J., Marinangeli, Lucia, Marras, Paolo, Masdea, Arturo, Mattei, Stefania, Mecozzi, Riccardo, Milkovich, Sarah M., Morlupi, Antonio, Mouginot, Jérémie, Orosei, Roberto, Papa, Claudio, Paterno, Tobia, del Marmo, Paolo Persi, Pettinelli, Elena, Pica, Giulia, Picardi, Giovanni, Plaut, Jeffrey J., Provenziani, Marco, Putzig, Nathaniel E., Russo, Federica, Safaeinili, Ali, Salzillo, Giuseppe, Santovito, Maria Rosaria, Smrekar, Suzanne E., Tattarletti, Barbara, & Vicari, Danilo. 2007. Accumulation and Erosion of Mars' South Polar Layered Deposits. *Science*, **317**(5845), 1715–1718.
- Sharp, Robert P., & Malin, Michael C. 1975. Channels on Mars. *Geological Society of America Bulletin*, **86**(5), 593–609.
- Sharp, Robert P., Murray, Bruce C., Leighton, Robert B., Soderblom, Laurence A., & Cutts, James A. 1971. The surface of Mars 4. South polar cap. *Journal of Geophysical Research*, **76**(2), 357–368.
- Shkuratov, Y., Kaydash, V., Korokhin, V., Velikodsky, Y., Petrov, D., Zubko, E., Stankevich, D., & Vi-deen, G. 2012. A critical assessment of the Hapke photometric model. *Journal of Quantitative Spec-troscopy and Radiative Transfer*, **113**(18), 2431–2456.

- Shkuratov, Yuriy, Starukhina, Larissa, Hoffmann, Harald, & Arnold, Gabriele. 1999. A Model of Spectral Albedo of Particulate Surfaces : Implications for Optical Properties of the Moon. *Icarus*, **137**(2), 235–246.
- Shkuratov, Yuriy G., & Grynko, Yevgen S. 2005. Light scattering by media composed of semitransparent particles of different shapes in ray optics approximation : consequences for spectroscopy, photometry, and polarimetry of planetary regoliths. *Icarus*, **173**(1), 16–28.
- Shlens, J. 2014. A Tutorial on Principal Component Analysis. *ArXiv e-prints*, Apr.
- Sinclair, Peter C. 1969. General Characteristics of Dust Devils. *J. Appl. Meteor.*, **8**(1), 32–45.
- Sinclair, Peter C. 1973. The Lower Structure of Dust Devils. *J. Atmos. Sci.*, **30**(8), 1599–1619.
- Sinton, W. M. 1957. Spectroscopic Evidence for Vegetation on Mars. *Astrophysical Journal*, **126**(Sept.), 231.
- Sinton, W. M. 1959. Further evidence of vegetation on Mars. *Lowell Observatory Bulletin*, **4**, 252–258.
- Smith, David E, Zuber, Maria T, Solomon, Sean C, Phillips, Roger J, Head, James W, Garvin, James B, Banerdt, W Bruce, Muhleman, Duane O, Pettengill, Gordon H, Neumann, Gregory A, *et al.* . 1999. The global topography of Mars and implications for surface evolution. *Science*, **284**(5419), 1495–1503.
- Smith, Isaac B., & Holt, John W. 2010. Onset and migration of spiral troughs on Mars revealed by orbital radar. *Nature*, **465**(7297), 450–453.
- Smith, Isaac B., & Holt, John W. 2015. Spiral trough diversity on the north pole of Mars, as seen by Shallow Radar (SHARAD). *Journal of Geophysical Research : Planets*, **120**(3), 362–387. 2014JE004720.
- Smith, Isaac B., Holt, John W., Spiga, Aymeric, Howard, Alan D., & Parker, Gary. 2013. The spiral troughs of Mars as cyclic steps. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **118**(9), 1835–1857.
- Smith, Michael D. 2002. The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **107**(E11), 25–1–25–19. 5115.
- Smith, Michael D. 2009. THEMIS observations of Mars aerosol optical depth from 2002–2008. *Icarus*, **202**(2), 444–452.
- Smith, Michael D., Conrath, Barney J., Pearl, John C., & Christensen, Philip R. 2002. Thermal Emission Spectrometer Observations of Martian Planet-Encircling Dust Storm 2001A. *Icarus*, **157**(1), 259–263.
- Spinrad, H., Münch, G., & Kaplan, L. D. 1963. Letter to the Editor : the Detection of Water Vapor on Mars. *Astrophysical Journal*, **137**(May), 1319.
- Stamnes, Knut, Tsay, S-Chee, Wiscombe, Warren, & Jayaweera, Kolf. 1988. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**(12), 2502–2509.

- Standish, E Myles, & Newhall, XX. 1996. New accuracy levels for Solar System ephemerides. *Pages 29–36 of : Proc. of the IAU Symp.*
- Standish, E Myles, & Williams, James G. 1992. Orbital ephemerides of the Sun, Moon, and planets. *Explanatory supplement to the astronomical almanac*, 279–323.
- Statella, T, Correa, TRS, Queiroga, SS, & Santos, VS. 2014. Mapping Dust Devils Activity in the South Hemisphere of Mars : Preliminary Results. *Page 8 of : European Planetary Science Congress 2014, EPSC Abstracts, Vol. 9, id. EPSC2014-8*, vol. 9.
- Stern, S. A., Bagenal, F., Ennico, K., Gladstone, G. R., Grundy, W. M., McKinnon, W. B., Moore, J. M., Olkin, C. B., Spencer, J. R., Weaver, H. A., Young, L. A., Andert, T., Andrews, J., Banks, M., Bauer, B., Bauman, J., Barnouin, O. S., Bedini, P., Beisser, K., Beyer, R. A., Bhaskaran, S., Binzel, R. P., Birath, E., Bird, M., Bogan, D. J., Bowman, A., Bray, V. J., Brozovic, M., Bryan, C., Buckley, M. R., Buie, M. W., Buratti, B. J., Bushman, S. S., Calloway, A., Carcich, B., Cheng, A. F., Conard, S., Conrad, C. A., Cook, J. C., Cruikshank, D. P., Custodio, O. S., Dalle Ore, C. M., Deboy, C., Dischner, Z. J. B., Dumont, P., Earle, A. M., Elliott, H. A., Ercol, J., Ernst, C. M., Finley, T., Flanigan, S. H., Fountain, G., Freeze, M. J., Greathouse, T., Green, J. L., Guo, Y., Hahn, M., Hamilton, D. P., Hamilton, S. A., Hanley, J., Harch, A., Hart, H. M., Hersman, C. B., Hill, A., Hill, M. E., Hinson, D. P., Holdridge, M. E., Horanyi, M., Howard, A. D., Howett, C. J. A., Jackman, C., Jacobson, R. A., Jennings, D. E., Kammer, J. A., Kang, H. K., Kaufmann, D. E., Kollmann, P., Krimigis, S. M., Kusnierkiewicz, D., Lauer, T. R., Lee, J. E., Lindstrom, K. L., Linscott, I. R., Lisse, C. M., Lunsford, A. W., Mallder, V. A., Martin, N., McComas, D. J., McNutt, R. L., Mehoke, D., Mehoke, T., Melin, E. D., Mutchler, M., Nelson, D., Nimmo, F., Nunez, J. I., Ocampo, A., Owen, W. M., Paetzold, M., Page, B., Parker, A. H., Parker, J. W., Pelletier, F., Peterson, J., Pinkine, N., Piquette, M., Porter, S. B., Protopapa, S., Redfern, J., Reitsema, H. J., Reuter, D. C., Roberts, J. H., Robbins, S. J., Rogers, G., Rose, D., Runyon, K., Retherford, K. D., Ryschkewitsch, M. G., Schenk, P., Schindhelm, E., Sepan, B., Showalter, M. R., Singer, K. N., Soluri, M., Stanbridge, D., Steffl, A. J., Strobel, D. F., Stryk, T., Summers, M. E., Szalay, J. R., Tapley, M., Taylor, A., Taylor, H., Throop, H. B., Tsang, C. C. C., Tyler, G. L., Umurhan, O. M., Verbiscer, A. J., Versteeg, M. H., Vincent, M., Webbert, R., Weidner, S., Weigle, G. E., White, O. L., Whittenburg, K., Williams, B. G., Williams, K., Williams, S., Woods, W. W., Zangari, A. M., & Zirnstein, E. 2015. The Pluto system : Initial results from its exploration by New Horizons. *Science*, **350**(6258).
- Strausberg, Melissa J., Wang, Huiqun, Richardson, Mark I., Ewald, Shawn P., & Toigo, Anthony D. 2005. Observations of the initiation and evolution of the 2001 Mars global dust storm. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **110**(E2), n/a–n/a. E02006.
- Supulver, K. D., Edgett, K. S., & Malin, M. C. 2001 (Mar.). Seasonal Changes in Frost Cover in the Martian South Polar Region : Mars Global Surveyor MOC and TES Monitoring of the Richardson Crater Dune Field. *Page 1966 of : Lunar and Planetary Science Conference*. Lunar and Planetary Science Conference, vol. 32.
- Tanaka, Kenneth L., & Davis, Philip A. 1988. Tectonic history of the Syria Planum province of Mars. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, **93**(B12), 14893–14917.

- Tarantola, A., & Valette, B. 1982. *Inverse problems - quest for information*.
- Terby, F. J. C. 1875. *Aérogaphie, ou étude comparative des observations faites sur l'aspect physique de la planète Mars depuis Fontana (1636) jusqu'à nous jours (1873)*. Mémoires des savants étrangers de l'Académie Royale des Sciences de Belgique 39.
- Thomas, N., Hansen, C.J., Portyankina, G., & Russell, P.S. 2010. HiRISE observations of gas sublimation-driven activity in Mars' southern polar regions : II. Surficial deposits and their origins. *Icarus*, **205**(1), 296–310.
- Thomas, N., Portyankina, G., Hansen, C.J., & Pommerol, A. 2011. HiRISE observations of gas sublimation-driven activity in Mars southern polar regions : IV. Fluid dynamics models of CO<sub>2</sub> jets. *Icarus*, **212**(1), 66–85.
- Thomas, P. C., Malin, M. C., Edgett, K. S., Carr, M. H., Hartmann, W. K., Ingersoll, A. P., James, P. B., Soderblom, L. A., Veverka, J., & Sullivan, R. 2000. North-south geological differences between the residual polar caps on Mars. *Nature*, **404**(6774), 161–164.
- Thomas, P.C., Malin, M.C., James, P.B., Cantor, B.A., Williams, R.M.E., & Gierasch, P. 2005. South polar residual cap of Mars : Features, stratigraphy, and changes. *Icarus*, **174**(2), 535–559.
- Thomas, P.C., James, P.B., Calvin, W.M., Haberle, R., & Malin, M.C. 2009. Residual south polar cap of Mars : Stratigraphy, history, and implications of recent changes. *Icarus*, **203**(2), 352–375.
- Tillman, James E. 1988. Mars global atmospheric oscillations : Annually synchronized, transient normal-mode oscillations and the triggering of global dust storms. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **93**(D8), 9433–9451.
- Titus, Timothy N., Kieffer, Hugh H., Mullins, Kevin F., & Christensen, Phillip R. 2001. TES premapping data : Slab ice and snow flurries in the Martian north polar night. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **106**(E10), 23181–23196.
- Tokar, R. L., Elphic, R. C., Feldman, W. C., Funsten, H. O., Moore, K. R., Prettyman, T. H., & Wiens, R. C. 2003. Mars odyssey neutron sensing of the south residual polar cap. *Geophysical Research Letters*, **30**(13), n/a–n/a. 1677.
- Tratt, David M., Hecht, Michael H., Catling, David C., Samulon, Eric C., & Smith, Peter H. 2003. In situ measurement of dust devil dynamics : Toward a strategy for Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **108**(E11), n/a–n/a. 5116.
- Urban, Sean E, & Seidelmann, P Kenneth. 2014. Explanatory supplement to the astronomical almanac. *In : American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 223.
- van der Meer, Freek. 2004. Analysis of spectral absorption features in hyperspectral imagery. *International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation*, **5**(1), 55–68.
- van Ginneken, Bram, Stavridi, Marigo, & Koenderink, Jan J. 1998. Diffuse and Specular Reflectance from Rough Surfaces. *Appl. Opt.*, **37**(1), 130–139.

- Van Hoolst, Tim, Dehant, Veronique, & Defraigne, Pascale. 2000. Sensitivity of the Free Core Nutation and the Chandler Wobble to changes in the interior structure of Mars. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **117**(14), 397–405.
- Vargas, William E. 1999. Two-flux radiative transfer model under nonisotropic propagating diffuseradiation. *Appl. Opt.*, **38**(7), 1077–1085.
- Vargas, William E., & Niklasson, Gunnar A. 1997. Applicability conditions of the Kubelka Munk theory. *Appl. Opt.*, **36**(22), 5580–5586.
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., & Gondet, B. 2007. Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach : Application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars. *Journal of Geophysical Research : Planets*, **112**(E8), n/a–n/a. E08S13.
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Gondet, B., & Jouglet, D. 2008. Dust aerosols above the south polar cap of Mars as seen by OMEGA. *Icarus*, **196**(2), 488–505.
- Vincendon, Mathieu. 2013. Mars surface phase function constrained by orbital observations. *Planetary and Space Science*, **76**(Feb.), 87–95.
- Vincendon, Mathieu, Mustard, John, Forget, François, Kreslavsky, Mikhail, Spiga, Aymeric, Murchie, Scott, & Bibring, Jean-Pierre. 2010. Near-tropical subsurface ice on Mars. *Geophysical Research Letters*, **37**(1), n/a–n/a. L01202.
- Wagstaff, Kiri L., Titus, Timothy N., Ivanov, Anton B., Castano, Rebecca, & Bandfield, Joshua L. 2008. Observations of the north polar water ice annulus on Mars using THEMIS and TES. *Planetary and Space Science*, **56**(2), 256–265.
- Wallace, Alfred Russel. 1907. *Is Mars habitable ? : A critical examination of Professor Percival Lowell's book " Mars and its canals," with an alternative explanation*. Macmillan and Company, limited.
- Warren, Stephen G., & Brandt, Richard E. 2008. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave : A revised compilation. *J. Geophys. Res.*, **113**(D14), D14220–.
- Webster, Christopher R., Mahaffy, Paul R., Atreya, Sushil K., Flesch, Gregory J., Farley, Kenneth A., & Team, MSL Science. 2013. Low Upper Limit to Methane Abundance on Mars. *Science*, **342**(6156), 355–357.
- Webster, Christopher R., Mahaffy, Paul R., Atreya, Sushil K., Flesch, Gregory J., Mischna, Michael A., Meslin, Pierre-Yves, Farley, Kenneth A., Conrad, Pamela G., Christensen, Lance E., Pavlov, Alexander A., Martin-Torres, Javier, Zorzano, Maria-Paz, McConnochie, Timothy H., Owen, Tobias, Eigenbrode, Jennifer L., Glavin, Daniel P., Steele, Andrew, Malespin, Charles A., Archer, P. Douglas, Sutter, Brad, Coll, Patrice, Freissinet, Caroline, McKay, Christopher P., Moores, John E., Schwenger, Susanne P., Bridges, John C., Navarro-Gonzalez, Rafael, Gellert, Ralf, Lemmon, Mark T., & the MSL Science Team. 2015. Mars methane detection and variability at Gale crater. *Science*, **347**(6220), 415–417.

- Wolff, M. J., Smith, M. D., Clancy, R. T., Arvidson, R., Kahre, M., Seelos, F., IV, Murchie, S., & Savijarvi, H. 2009. Wavelength dependence of dust aerosol single scattering albedo as observed by the Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer. *J. Geophys. Res.*, **114**(June), E00D04–.
- Yudovsky, Dmitry, & Pilon, Laurent. 2009. Simple and accurate expressions for diffuse reflectance of semi-infinite and two-layer absorbing and scattering media. *Appl. Opt.*, **48**(35), 6670–6683.
- Zent, Aaron P., McKay, Christopher P., Pollack, James B., & Cruikshank, Dale P. 1989. Grain metamorphism in polar nitrogen ice on Triton. *Geophysical Research Letters*, **16**(8), 965–968.
- Zurek, R. W., Barnes, J. R., Haberle, R. M., Pollack, J. B., Tillman, J. E., & Leovy, C. B. 1992. *Dynamics of the atmosphere of Mars*. Pages 835–933.

# Liste des principaux symboles mathématiques utilisés

$\alpha'$	angle de phase (°)	$k_m$	Partie imaginaire de l'indice optique de la matrice
$\gamma_c$	compacité de la matrice : volume de matrice par unité de volume	$k_{ik}$	Partie imaginaire de l'indice optique d'une inclusion de type $k$
$\zeta$	angle d'azimut de la pente (°)	$L$	Luminance ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ )
$\zeta_{spec}$	angle d'azimut de la pente d'une facette en conditions spéculaires (°)	$L_S$	Longitude solaire (°)
$\bar{\theta}$	paramètre de rugosité (°)	$n_m$	Partie réelle de l'indice optique de la matrice
$\vartheta$	angle zénital de la pente (°)	$n_{ik}$	Partie réelle de l'indice optique d'une inclusion de type $k$
$\vartheta_{spec}$	angle zénital de la pente d'une facette en conditions spéculaires (°)	$N$	nombre de facette dans un pixel : $N \gg 1$
$\Theta_{ik}$	facteur de transmission d'une inclusion de type $k$	$N_{spec}$	nombre de facette dans un pixel satisfaisant les conditions spéculaires
$\Theta$	facteur de transmission d'une lame de glace contenant des inclusions, en conditions d'illumination isotrope	$\mathcal{N}$	densité totale d'inclusion dans la matrice
$\Theta'$	facteur de transmission d'une lame de glace contenant des inclusions, en conditions d'illumination collimatée	$\mathcal{N}_k$	densité d'inclusions de type $k$ dans la matrice
$v$	trajet optique (m)	$p$	probabilité ou probailité par unité de longueur
$\rho_k$	rayon d'une inclusion de type $k$ (m)	$P$	puissance (W)



## LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES MATHÉMATIQUES

---

$\sigma_k$	section géométrique d'une inclusion de type $k$ ( $\text{m}^2$ )	$Q_{sk}$	efficacité de diffusion pour une inclusion de type $k$
$\sigma_{ek}$	section efficace d'extinction d'une inclusion de type $k$ ( $\text{m}^2$ )	$r$	réflectance bidirectionnelle ( $\text{sr}^{-1}$ )
$\langle \sigma_e \rangle$	section efficace d'extinction moyenne ( $\text{m}^2$ )	$r_{ik}$	réflectance diffuse pour une inclusion de type $k$
$\sigma_{sk}$	section efficace de diffusion d'une inclusion de type $k$ ( $\text{m}^2$ )	$r_m$	réflectance diffuse de la matrice
$\langle \sigma_e \rangle$	section efficace de diffusion moyenne ( $\text{m}^2$ )	$r_s$	réflectance diffuse du substrat granulaire
$\tau$	épaisseur optique d'une matrice contenant des inclusions	$r_f$	Coefficient de reflexion de Fresnel $r_f = R_{\perp}^2 + R_{\parallel}^2$
$\chi_C$	Diamètre angulaire du capteur ( $^{\circ}$ )	$R_{\perp}$	Reflectivités de Fresnel pour la polarisation perpendiculaire
$\psi$	angle d'azimut ( $^{\circ}$ )	$R_{\parallel}$	Reflectivités de Fresnel pour la polarisation parallèle
$\omega$	albédo de diffusion simple d'une matrice contenant des inclusions	$R_0$	facteur de reflexion d'une lame de glace contenant des inclusions en conditions d'illumination isotrope
$\omega_s$	albédo de diffusion simple du substrat granulaire	$R_0''$	facteur de reflexion d'une lame de glace contenant des inclusions en conditions d'illumination collimatées
$\Omega_C$	Angle solide sous-tendu par le capteur (sr)	$R_0'$	$R_0'' - S_e'$
$\Omega_S$	Angle solide sous-tendu par la source (sr)	$R_{Diff}$	facteur de réflectance diffuse d'une lame de glace contenant des inclusions surmontant un substrat granulaire
$a_m$	coefficient d'absorption de la matrice	$R_{spec}$	facteur de réflectance spéculaire d'une lame de glace contenant des inclusions surmontant un substrat granulaire
$a_{ik}$	coefficient d'absorption d'une inclusion de type $k$	$R_{tot}$	facteur de réflectance d'une lame de glace contenant des inclusions surmontant un substrat granulaire
$a(\vartheta, \zeta)$	probabilité d'occurrence pour une pente ( $\vartheta, \zeta$ )	$S$	fonction d'ombrage/masquage

$A$	Surface d'un pixel ( $m^2$ )	$S'_e$	coefficient de reflexion externe de la lame de glace en conditions d'illumination collimatée
$A_f$	Surface d'une facette ( $m^2$ )	$S_e$	coefficient de reflexion externe de la lame de glace en conditions d'illumination isotrope
$D$	épaisseur de la lame de glace (m)	$S_i$	coefficient de reflexion interne de la lame de glace en conditions d'illumination isotrope
$D'$	longueur apparente du premier trajet à travers la lame de glace pour un rayon (m)	$S_{ek}$	coefficient de reflexion externe d'une inclusion de type $k$
$\overline{D'}$	longueur apparente moyenne du premier trajet à travers la lame de glace (m)	$S_{ik}$	coefficient de reflexion interne d'une inclusion de type $k$
$e$	angle d'émergence ( $^\circ$ )	$T_0$	facteur de transmission d'une lame de glace contenant des inclusions en conditions d'illumination isotrope
$F$	Flux incident dans la direction du rayonnement incident ( $W.m^{-2}$ )	$T'_0$	facteur de transmission d'une lame de glace contenant des inclusions en conditions d'illumination collimatées
$i$	angle d'incidence ( $^\circ$ )		



# Liste des acronymes

ACP	<i>Analyse en Composante Principale</i> (voir section 3.3.2.2)
ACI	<i>Analyse en Composante Indépendante</i> (voir section 3.3.2.2)
AFD	<i>Analyse en Factorielle Distriminante</i> (voir section 4.1)
AOT	<i>Aerosol Optical Thickness</i> : épaisseur optique des aérosols atmosphériques
BRDF	<i>Bidirectionnal reflectance distribution function</i> : fonction définissant distribution géométrique de l'énergie réfléchie par une surface.
CC	Point de contrôle étudié, situé sur une crête de dune ( <i>Contrôle, Crête</i> )
CCD	<i>Charge Coupled Device</i> : (dispositif à transfert de charge) type très utilisé de capteur photographique utilisant l'effet photoélectrique.
CID	Point de contrôle étudié, situé sur dans l'inter-dunes ( <i>Contrôle, Inter-Dune</i> )
CPE	Point de contrôle étudié, situé dans une pente orientée vers l'est ( <i>Contrôle, Pente Est</i> )
CPO	Point de contrôle étudié, situé dans une pente orientée vers l'ouest ( <i>Contrôle, Pente Ouest</i> )
CPU	<i>Central Processing Unit</i> : (Unité centrale de traitement, ou processeur) composant informatique dont la fonction est d'exécuter les instructions machines.
CRISM	<i>Compact Reconnaissance Imaging Spetrometer for Mars</i> : imageur hyperspectral embarqué à bord de MRO.
DISORT	<i>Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium</i> : Algorithme de transfert radiatif.
ESA	<i>European Space Agency</i> : agence spatiale européenne.
GCM	<i>General Circulation Model</i> ou <i>Global Climate Model</i> : modèle de la circulation atmosphérique à l'échelle planétaire.
GPU	<i>Graphics Processing Unit</i> : structure fabriquée pour effectuer de nombreux calculs en parallèle.
GRS	<i>Gamma Ray Spectrometer</i> : spectromètre gamma embarqué à bord de la sonde Mars Odyssey.
GRSIR	<i>Gaussian regularized sliced inverse regression</i> (voir section 4.1)
HiRISE	<i>High Resolution Imaging Science Experiment</i> : imageur haute résolution embarqué à bord de la sonde MRO.

HRSC	<i>High Resolution Stereo Camera</i> : Caméra stéréoscopique embarqué sur la sonde Mars Express, permettant l'acquisition d'images couleur jusqu'à une résolution de 2 m par pixel, et la création de modèles numériques de terrain.
InSb	<i>Indium Antinoïme</i> : type de capteur photovoltaïque
ISRO	<i>Indian Space Research Organisation</i> : Agence spatiale indienne.
LUT	<i>Look-up Table</i> : Base de donnée ayant pour vocation de servir à l'inversion de données.
MARSIS	<i>Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding</i> : radar à pénétration de sol embarqué à bord de la sonde Mars Express.
MAVEN	<i>Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission</i> : sonde placée en orbite autour de Mars en 2014 par la NASA.
MERs	<i>Mars Exploration Rovers</i> : désigne à la fois mission de la NASA et les deux rovers impliqués dans cette mission, Spirit et Opportunity.
MELSUM	<i>Multiple-Endmember Linear Spectral Unmixing Model</i> : algorithme de démixage linéaire.
MGS	<i>Mars Global Surveyor</i> : sonde placée en orbite autour de Mars en 1997 par la NASA.
MNT	<i>Modèle numérique de terrain</i> : représentation en trois dimensions d'une surface.
MOC	<i>Mars Orbiter Camera</i> : caméra embarqué à bord de la sonde MGS permettant l'acquisition d'images de la surface de Mars à une résolution de 1 m par pixel.
MOLA	<i>Mars Orbiter Laser Altimeter</i> : altimètre laser embarqué à bord de la sonde MGS.
MCMC	<i>Markov Chain Monte-Carlo</i> : méthode d'inversion bayésienne reposant sur l'estimateur Monte-Carlo
MRO	<i>Mars Reconnaissance Orbiter</i> : sonde placée en orbite autour de Mars en 2006 par la NASA.
MSL	<i>Mars Science Laboratory</i> : mission de la NASA ayant permis de poser le rover Curiosity à la surface de Mars.
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i> : Agence spatiale américaine.
NPLD	<i>North Polar Layered Deposits</i> : unité de dépôts stratifiés de la calotte permanente nord de Mars.
OMEGA	<i>Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité</i> : imageur hyperspectral embarqué à bord de Mars Express.
PDF	<i>Probability density function</i> : densité de probabilité.
PDS	<i>Planetary Data System</i> : base de données planétaires hébergée par la NASA ( <a href="https://pds.nasa.gov">https://pds.nasa.gov</a> ).
PFS	<i>Planetary Fourier Spectrometer</i> : spectromètre à transformée de Fourier embarqué à bord de la sonde Mars Express.
PSF	<i>Point spread function</i> : fonction d'étalement du point, correspondant à la réponse d'un capteur.
RAM	<i>Random-access memory</i> : mémoire vive contenant les données pendant leur traitement.
RDF	<i>Recurrent Diffusing Flows</i> : Écoulements sombres se propageant dans des ravines pré-existantes.

RSL	<i>Recurring Slope Lineae</i> : trainées sombres apparaissant sur des pentes, et pouvant être dues à de brefs écoulements d'eau liquide contenant des saumures.
SAM	<i>Sample Analysis at Mars</i> : suite instrumentale faisant partie de la charge utile du rover Curiosity.
SHARAD	<i>Mars SHAllow RADar sounder</i> : radar à pénétration de sol embarqué à bord de la sonde MRO.
SPLD	<i>South Polar Layered Deposits</i> : unité de dépôts stratifiés de la calotte permanente sud de Mars.
SFF	<i>Spectral Feature Fitting</i> : méthode de comparaison spectrale reposant sur l'extraction des motifs d'absorption.
SWIR	<i>Short Wave Infrared</i> : Canal d'un instrument couvrant la gamme infrarouge de courtes longueurs d'onde (jusqu'à quelques microns).
TC	Point étudié, situé dans une tache sombre sur une crête de dune ( <i>Tache, Crête</i> )
TES	<i>Thermal Infrared Spectrometer</i> : Spectromètre infra-rouge embarqué à bord de la sonde MGS.
TID	Point étudié, situé dans une tache sombre dans l'inter-dune ( <i>Tache, Inter-Dune</i> )
THEMIS	<i>Thermal Emission Imaging System</i> : imageur multispectral embarqué à bord de la mission Mars Odyssey.
UA	<i>Unité Astronomique</i> : distance correspondant à la distance moyenne séparant la Terre du Soleil. $1 \text{ UA} = 149597870.7 \text{ km}$
VNIR	<i>Visible and Near Infrared</i> : Canal d'un instrument couvrant la gamme de longueurs d'ondes visibles et proche infrarouge (jusqu'à environ $1 \mu\text{m}$ ).



# Table des figures

1.1	Croquis réalisés par Huygens entre le 28 novembre et le 1 <sup>er</sup> décembre 1659. La région sombre correspond à Syrtis Major (voir Figure 1.12). Huygens parvient alors à déterminer la période de rotation de la planète Mars en suivant le déplacement de cette tache sombre. (b) Croquis réalisés par Huygens le 13 août 1672 (Flammarion, 1892; Flammarion <i>et al.</i> , 2014). La région sombre correspond toujours à Syrtis Major. On remarque la présence de la calotte polaire australe, représentée ici en haut, car cela correspondait à ce que voyait l'astronome à travers sa lunette (qui retourne l'image). Ces croquis ont été retrouvés par l'astronome F.J. Terby, et publiés par l'Académie Royale des Sciences de Belgique en 1875 (Terby, 1875). . . . .	8
1.2	Dessins réalisés par Giovanni Domenico Cassini (1625-1712) à l'observatoire Panzano de Bologne pendant les diverses observations qu'il a faites de Mars au printemps 1666. On peut remarquer de vagues taches claires, que certains interprètent comme étant les calottes polaires martiennes. Ces observations ont permis à Cassini d'améliorer l'estimation de Huygens de la période de rotation de Mars. . . . .	10
1.3	Figure extraite de la publication de W. Herschel de 1884, résumant les observations entre septembre et octobre 1883 de la calotte sud de Mars. Chacun des cercles représente une observation. Ces observations, ainsi que celles réalisées les années précédentes, lui ont permis de mettre en évidence les variations d'extension des calottes martiennes, et d'estimer que la calotte sud s'étendait jusqu'à environ 65 de latitude pendant l'année 1881. . . . .	11
1.4	Carte de Mars dressée par Giovanni Virginio Schiaparelli. Elle compile les observations de l'astronome couvrant la période de 1877 à 1886 (Flammarion, 1892). De nombreux noms sont encore utilisés aujourd'hui ( <i>cf</i> Figure 1.12). . . . .	11
1.5	Carte de Mars dressée par Percival Lowell en 1901, issue de Lowell (1902) et recensant les nombreux canaux alors découverts. . . . .	12



1.6	Onzième photo envoyée par Mariner 4 de la surface de Mars, et montrant un aspect ancien et cratérisé alors inattendu. Cette photo a été prise à une distance d'environ 12500 km de la surface de Mars. Le grand cratère occupant une large partie de cette image fait 120 km de diamètre. Crédits NASA/JPL. . . . .	14
1.7	Mosaïque composée de plusieurs centaines de clichés envoyés par Mariner 9. On découvre l'immense canyon, nommé Valles Marineris en l'honneur de la sonde. Cette image couvre environ 7000 km en largeur, et dévoile près d'un cinquième de la surface de Mars. On peut y apercevoir notamment, outre Valles Marineris dans le tiers inférieur, le volcan Olympus Mons, alors récemment découvert, en haut à gauche de l'image, les trois grands volcans du dôme de Tharsis, ainsi que de nombreuses figures d'érosion. Crédits : NASA . . . . .	15
1.8	Relevé de la pression atmosphérique en surface par les atterrisseurs Viking 1 et 2, pendant une année martienne. Figure extraite de Hess <i>et al.</i> (1980). . . . .	16
1.9	Carte altimétrique globale de Mars, réalisée par l'altimètre laser MOLA, embarqué à bord de MGS. . . . .	17
1.10	Autoportrait du rover Curiosity réalisé le 5 août 2015 à la base d'Aeolis Mons, plus connu sous le nom de mont Sharp, pic central du cratère Gale. En bas de l'image, on peut voir une trace blanche, correspondant au bord d'un forage réalisé par le robot. On peut aussi remarquer que les roues sont très abîmées par trois ans à parcourir la surface (c'est particulièrement visible sur la roue avant gauche). . . . .	18
1.11	Orbite de Mars. Les saisons indiquées correspondent aux saisons boréales. Ce schéma introduit aussi la notion de longitude solaire, notée $L_S$ . C'est l'angle formé entre l'axe Mars-Soleil à un moment donné par rapport à un axe de référence correspondant à l'équinoxe de printemps boréal. C'est par la longitude solaire qu'on repère une date de l'année martienne. . . . .	20
1.12	Mosaïque globale de Mars, centrée sur la longitude 0°W, réalisée à partir d'image MOC, avec les principales régions indiquées. Crédits : NASA/JPL . . . . .	21
1.13	Dunes et rides, migrant dans Nili Patera, une caldeira de la région de Syrtis Major ( <i>cf</i> Figure 1.12). Image extraite de l'observation ESP_028575_1890 faite en août 2012 par l'instrument HiRISE. L'image couvre environ un kilomètre en largeur. Des comparaisons faites entre des images de la même zone prises en différents moments ont démontré la migration de ces dunes (Bridges <i>et al.</i> , 2012). . . . .	22
1.14	Polygones dans un cratère de la région d'Utopia Planitia, situé à environ 70°N et 65°E. On peut observer ces figures de contraction thermique, témoins d'un sous-sol riche en glace à plusieurs échelles sur cette image. L'image fait 1 km de large et est extraite de l'image HiRISE ESP_016641_2500. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona. . . . .	23

- 
- 1.15 Image aux limbes de Mars par la sonde Viking 1. On distingue les stratifications de l'atmosphère de Mars, chargée en aérosols de poussières. Crédits : NASA/JPL . . . . . 24
- 1.16 Variation d'extensions saisonnière des calottes polaires de Mars. (a) Mosaïque de l'hémisphère nord au milieu du printemps boréal. Les dépôts de CO<sub>2</sub> s'étendent sur des milliers de kilomètres. (b) Mosaïque de l'hémisphère nord au solstice d'été boréal en projection polaire Nord. Les dépôts de CO<sub>2</sub> ont complètement disparu, et ont découvert la calotte permanente de glace d'eau. (c) Mosaïque de l'hémisphère sud au début du printemps austral en projection polaire Sud. On remarque une zone plus sombre, appelée région cryptique au sein de la calotte, dont on donnera quelques détails en section 2.1.1. (d) Mosaïque de l'hémisphère sud au milieu de l'été boréal. Les dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> ont disparu, et ont découvert la calotte permanente de glace de CO<sub>2</sub>, dont on donne quelques caractéristiques en section 1.2.1.1. Crédits : NASA/JPL/MSSS . . . . . 27
- 1.17 (a) Calotte résiduelle de glace de CO<sub>2</sub> sud, vue par la caméra MOC en avril 2000, en plein été austral, quand la calotte a atteint son extension minimale. De haut en bas sur cette image, la calotte fait environ 420km de long. (b) Calotte résiduelle nord vue par la caméra MOC en mars 1999 au début de l'été boréal. On remarque un anneau plus sombre autour de la calotte, dû à la présence d'un vaste champ de dunes. La calotte fait environ 1100km de diamètre. Crédits : NASA/JPL/MSSS. . . . . 28
- 1.18 Radargramme mesuré par l'instrument SHARAD (Seu *et al.*, 2004) embarqué à bord de la sonde MRO, montrant une coupe de la calotte résiduelle nord, extrait de Phillips *et al.* (2008). L'acronyme NPLD désigne les dépôts stratifiés, BU désigne l'unité basale, et les chiffres 1 à 4 indiquent différents paquets de stratifications, soit une stratification à plus grande échelle correspondant à une variation sur de plus longues périodes des paramètres orbitaux de Mars. . . . . 28
- 1.19 Illustration du mécanisme proposé pour la formation et la migration des dépressions en spirale des NPLD, issue de Smith *et al.* (2013). L'effet de ressaut catabatique engendré par des différences de topographie préexistantes entraîne une érosion préférentielle en amont de la dépression et un dépôt préférentiel en aval. En rouge sont représentées les zones de vents catabatiques rapide, en bleu les zones de ressaut (KJ, pour *katabatic jump*), et en vert les zones "neutres". . . . . 29
- 1.20 Terrain en "Swiss cheese". Les dépressions circulaires grandissent de 1 m à 3 m par année martienne, et finissent par se rejoindre. L'éclairement vient de la gauche. L'image fait environ 600m de largeur, et est extraite de l'image HiRISE ESP\_012271\_0940. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona. . . . . 30
- 1.21 Carte issue de Plaut *et al.* (2007) représentant l'épaisseur des SPLD estimée grâce aux mesures radar MARSIS et aux données altimétriques MOLA. Le contour de la calotte permanente de glace de CO<sub>2</sub> est indiqué en noir. . . . . 31
-

- 1.22 (a) Distribution en quantité équivalente d'eau de l'hydrogène sur Mars, déduit du flux de neutron mesuré par la sonde Mars Odyssey, issu de Feldman *et al.* (2004). (b) L'atterrisseur Phoenix a pu confirmer la présence de glace d'eau, quelques centimètres sous la surface, en creusant cette tranchée de 20 cm de large et d'environ, le 13 juin 2008. On a pu observer la sublimation de cette glace les jours suivants. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona/Texas A&M University . . . . . 32
- 1.23 Cycle annuel de transport de l'eau mesuré par le spectromètre TES, embarqué sur MRO. Chaque valeur correspond à une moyenne zonale du contenu en vapeur d'eau de la colonne atmosphérique, donnée en millimètres précipitables. Adapté de Smith (2002). . . 33
- 1.24 Tempêtes de poussières à différentes échelles. (a) "Dust devil" (tourbillon de poussière) capturé par l'imageur haute résolution HiRISE en février 2012 (image ESP\_026051\_2160). L'image fait 600 m de large. Le tourbillon lui-même fait une trentaine de mètres de large. À partir de son ombre (trace sombre), et connaissant les caractéristiques d'illumination, on peut déterminer une hauteur de panache de 800 m. Certains dust devils peuvent atteindre des altitudes beaucoup plus grandes, jusqu'à 20 km (voir par exemple l'image ESP\_026394\_2160, datant de mars 2012). (b) Tempêtes régionales de poussières affectant les zones polaires nord de Mars pendant le printemps local. Les contrastes de température entre la glace de CO<sub>2</sub> et les surfaces dégelées, combinée au flux de sublimation ascendant expliquerait le développement saisonnier de ces tempêtes. Mosaïque d'images de la caméra MOC réalisée en décembre 2002. (c) Mosaïque globale de Mars réalisée à partir d'images MOC, pendant la tempête de poussière généralisée de 2001. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona, NASA/MSSS. . . . . 35
- 1.25 Compilation de données de contenu en poussière de l'atmosphère aux basses latitudes de l'hémisphère nord, entre les années martiennes 9 et 24 en fonction de la longitude solaire, réalisée par R.T. Clancy. Les flèches indiquent des mesures d'épaisseurs optiques supérieures à 2 pendant les tempêtes de 1977 (mesures Viking 1 qui sortent du graphe). On remarque clairement une saisonnalité de l'épaisseur optique des aérosols de poussières atmosphériques. Graphe issu de Clancy *et al.* (2000). . . . . 36
- 1.26 Exemples de paysages printaniers dans l'hémisphère nord (a) et sud (b). Les deux images font 3 km de large. (a) Image MOC, datant d'août 2005, d'un champ de dunes (83°N, 220°W) pendant la sublimation des dépôts saisonniers. (b) Image MOC acquise en juin 2005 pendant le printemps boréal (67°S, 16°W). On peut noter l'importante variabilité locale de la distribution des taches sombres à la surface. Crédits : NASA/JPL/MSSS. . . 37

- 2.1 (a) Carte d'albédo de la calotte saisonnière sud de Mars pour  $L_S \simeq 220\text{-}225^\circ$ , issue de Hansen *et al.* (2010). La limite des dépôts saisonniers est représentée en blanc. Une région de la calotte (en bleu) a un albédo comparable à celui du régolite alors qu'elle est recouverte de glace de  $\text{CO}_2$  : c'est la région cryptique. On peut aussi la distinguer sur la Figure 1.16c. (b) Carte de température de surface de la même région, et à la même saison, réalisée à partir de spectres d'émissions thermiques collectées par l'instrument TES, et extraite de Kieffer *et al.* (2000). L'ensemble de la zone bleue est à la température d'équilibre de la glace de  $\text{CO}_2$ , ce qui permet de délimiter l'extension des dépôts saisonniers, et ainsi de montrer que la région cryptique est bel et bien couverte de glace. . . . . 41
- 2.2 Carte basée sur des critères spectraux, superposée à une carte d'albédo de la calotte saisonnière sud, autour de  $L_S = 220^\circ$ , pendant le printemps local, extraite de Langevin *et al.* (2006). On distingue bien la région cryptique, de faible albédo. Sur la carte en fausses couleurs en sur-impression, l'intensité du canal rouge correspond à la profondeur de la bande de la glace de  $\text{CO}_2$  à  $1.43\text{ }\mu\text{m}$  et celle du canal bleu à la profondeur de la bande de la glace d'eau à  $1.5\text{ }\mu\text{m}$ . La région cryptique ne présente pas de profondeurs de bande importante ni pour le  $\text{CO}_2$  ni pour l'eau. . . . . 42
- 2.3 Pendant le printemps, la surface gelée se couvre de taches sombres. Différents mécanismes ont été proposés, mais c'est le modèle de jets de gaz froid qui fait aujourd'hui consensus. Selon la direction des vents, ou l'absence de vent au moment de l'éjection, les taches observées ont des formes différentes. (a) En l'absence de vent, les taches observées ont des formes circulaires. Image MOC extraite de M03-07336 ( $69.4^\circ\text{S}; 17.2^\circ\text{W}$ ). NASA/JPL/MSSS. (b) Au contraire, lorsqu'il y a une direction de vents dominants, on observe des formes d'évents, dans cette direction privilégiée. Image HiRISE extraite de PSP-003180-0945 ( $85^\circ\text{S}; 105^\circ\text{E}$ ). NASA/JPL/University of Arizona. . . . . 43
- 2.4 Modèle de jets de gaz froid proposé par S. Piqueux et H.G. Kieffer (Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006). (a) La glace de  $\text{CO}_2$  est transparente au rayonnement solaire (UV-visible) qui est transmis au régolite. (b) Le régolite, sombre (d'albédo  $A \simeq 0.3$ ) absorbe une partie de ce rayonnement. Il chauffe, et restitue une partie de cette énergie sous forme de rayonnement dans l'infra-rouge thermique. La glace de  $\text{CO}_2$ , très opaque à ces longueurs d'onde, absorbe ce rayonnement thermique, et commence à se sublimer par la base. (c) La pression de gaz de  $\text{CO}_2$  sous la couche augmente jusqu'à atteindre la limite de rupture de la glace. Le gaz piégé s'échappe alors brutalement, entraînant avec lui des poussières du régolite. (d) Ces poussières se re-déposent ensuite au dessus de la couche de glace, formant les motifs sombres observés. Ces motifs sombres peuvent ensuite évoluer en formant par exemple des écoulements. . . . . 44

- 2.5 Variabilité locale de l'activité. Souvent, celle-ci peut être expliquée par les variations topographiques, mais cela n'est pas toujours le cas. Cette image de 7 km de large est extraite de l'image HiRISE ESP\_024247\_2600 (80°N ; 123°E,  $L_S = 7.5^\circ$ ). On peut y voir la variabilité liée à la présence de dunes : il n'y a aucune activité de jets sur les dunes, alors que les interdunes sont couverts de taches sombres. On peut aussi remarquer qu'il y a une variabilité aussi au sein de l'inter-dune. En effet, au centre de cette image, légèrement sur la droite, on distingue une large zone de plus d'1 km de large dépourvue d'activité, sans raison topographique évidente. NASA/JPL/University of Arizona. . . . . 46
- 2.6 Deux images HiRISE de la même zone (80°N; 123°E), au début et au milieu du printemps boréal, extraites de Hansen *et al.* (2012). En haut : image ESP\_024247\_2600, acquise à  $L_S = 7.5^\circ$ . On voit que les taches sombres recouvrent les zones d'interdune, et que les dunes, quant à elles ne montrent aucune activité particulière. À l'inverse, l'image du bas (PSP\_007725\_2600), acquise à  $L_S = 47.5^\circ$ , montre une activité entièrement concentrée sur les dunes, et un interdune viegre de toute tache sombre. Les deux images, font 1.3 km de haut. Précisons que pour les deux images, l'ensemble de la zone est recouvert par les dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>. . . . . 47
- 2.7 Figures d'écoulements sombres observées pendant le printemps boréal : elles seraient dues à la sublimation basale des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>, entraînant la rupture de la couche, puis l'évacuation du gaz en surpression, emportant avec lui des poussières du régolite. Une fois déposées à la surface, les poussières peuvent former des écoulements granulaires si la zone est suffisamment en pente. Les lignes de crête sont repérées par des pointillés rouges : les écoulements démarrent en général de la crête des dunes. Cette image extraite de l'image HiRISE PSP\_007962\_2635, acquise dans la région de Tleilax (83.5N ; 118.6E), pour une longitude solaire  $L_S = 55$ . Les pentes pour lesquelles on observe des écoulements ont ici un angle d'environ 26° (Hansen *et al.*, 2012). L'image fait 1.3 km de large. . . . . 49
- 2.8 Évolution au cours du printemps local d'un motif sombre. Cette figure présente une série temporelle d'images HiRISE, à la localisation -72.01N ; 179.78E, dans le champ de dunes du cratère de Richardson. On peut voir qu'une importante éjection s'est produite entre (a) et (b), puis que l'extension spatiale de la tache a diminué (c), et enfin un écoulement très lent est apparu (d) à (j). La vitesse moyenne de cet écoulement est de l'ordre du mètre par jour. . . . . 49
- 2.9 Série temporelle issue de Portyankina *et al.* (2012a). Certains écoulements partent de la crête sans présence de tache sombre au préalable. . . . . 50
- 2.10 "Linear gullies" : des ravines linéaires présentant les levées latérales observées par l'instrument HiRISE sur la mégadune du cratère Russel. À l'intérieur de ces chenaux apparaissent des écoulements sombres, les "Recurrent Diffusing Flows". L'image (b) représente un zoom sur la zone encadrée en blanc de l'image (a). Les deux images sont extraites de l'image PSP\_001440\_1255 acquise en novembre 2006. NASA/JPL-Caltech/Univ. of Arizona . . . . . 51

2.11	Progression de <i>Linear gullies</i> et de <i>Recurrent diffusing flows</i> pendant le printemps austral, sur la megadune du cratère Russel. La flèche blanche représente un point de référence. (A) La dune et les <i>linear gullies</i> sont recouverts de givre de CO <sub>2</sub> . (B) et (C) Progression de <i>recurrent diffusing flows</i> dans les <i>linear gullies</i> . (D) De nouvelles <i>linear gullies</i> ont été créées. Figure extraite de Pasquon <i>et al.</i> (2015). . . . .	52
2.12	Figure extraite de Dundas <i>et al.</i> (2015) recensant les ravines présentant les sites où des ravines ont été observées, et ceux pour lesquels une activité de nos jours est avérée. La ligne rouge représente la latitude minimale de condensation de givre sur les pentes faisant face au pôle dans l'hémisphère sud déterminée par Vincendon <i>et al.</i> (2010). . . . .	52
2.13	Image extraite de ESP-012680-1000 (80°S ; 234°E) Figure d'après Portyankina <i>et al.</i> (2012b). . . . .	53
2.14	Différentes tailles et répartitions de spiders à la surface de Mars, vues par la caméra MOC (Figure issue de Piqueux <i>et al.</i> (2003)). . . . .	53
2.15	L'activité de jets est parfois corrélée à la présence de spiders (a) parfois anticorrélée (b). (a) Image extraite de PSP_002718_0950 (85°S ; 82°E), acquise à une longitude solaire $L_S = 189^\circ$ pendant le printemps Sud. (b) Image extraite de PSP_003720_0930 (87°S ; 126°E), acquise à une longitude solaire $L_S = 237^\circ$ , pendant le printemps sud. . . .	54
3.1	Schémas représentant l'agencement des données dans un cube hyperspectral. (a) En bleu : un spectel, soit l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde, en un point de la surface donné. (b) En bleu : un canal spectral, soit une image en niveaux de gris correspondant à l'intensité lumineuse en fonction des coordonnées spatiales, pour une longueur d'onde donnée. . . . .	63
3.2	Exemple de cube de données hyperspectrales, issu de l'instrument CRISM, extrait du cube FRT000052BC_07_IF163L, dans la cratère de Richardson (72°S, 180°E) (Murchie <i>et al.</i> , 2007). Un cube hyperspectral possède deux dimensions spatiales et une dimension spectrale : C'est une source d'information très riche. . . . .	63
3.3	Les deux modes d'enregistrement des imageurs hyperspectraux correspondent chacun à une manière différente de balayer l'espace, et portent donc le nom de différents balais ! (a) Mode whisk broom : la direction perpendiculaire à celle d'avancée de l'instrument est balayée spectel par spectel. (b) Mode push broom : la fauchée de l'instrument est enregistrée dans son ensemble. . . . .	64

- 3.4 Motifs spectraux diagnostiques : certaines espèces peuvent être identifiées par la position de leur bandes d'absorption. (a) Spectres synthétiques de références pour des glaces de CO<sub>2</sub> et d'eau et pour différentes tailles de grains indiqués en  $\mu\text{m}$ , et spectre de laboratoire de gypse, issus de la base de donnée spectrale GhoSST (<http://ghosst.obs.ujf-grenoble.fr>) Graphe adapté de (Kereszturi *et al.*, 2011). (b) Spectre mesuré par l'instrument CRISM (Observation FRT000052BC\_07\_IF163L) après corrections atmosphériques. On reconnaît certains motifs spectraux des glaces d'eau et de CO<sub>2</sub>, mais leurs combinaisons sont complexes. . . . . 69
- 3.5 Exemple de critère spectral largement utilisé en Planétologie : la profondeur de bande. On définit les points *A*, *B* et *C* sur le spectre mesuré, puis on extrapole *D* à partir des points *A* et *B* de manière linéaire, pour s'affranchir d'une éventuelle pente dans le spectre (les variations sur le continuum, ou la présence d'une autre bande d'absorption plus large. La valeur calculée en *D* correspond à la valeur que l'on s'attendrait à mesurer si la bande d'absorption à laquelle on s'intéresse était absente. La profondeur de bande, que l'on notera  $BD\lambda_C$ , correspond à la différence entre la valeur de réflectance attendue en *D* et la valeur mesurée en *C*, normalisée par rapport au niveau du continuum (la valeur en *D*). . . 71
- 3.6 Deux réductions différentes du même cube de données CRISM (FRT000052BC\_07\_IF163L) produites dans les chaînes de traitements automatiques. Ces données sont projetées dans un système d'informations géographiques, après correction des déformations géométriques. (a) Image réduite, en vraies couleurs en utilisant les canaux : rouge  $\leftarrow$  592 nm, vert  $\leftarrow$  533 nm et bleu  $\leftarrow$  492 nm. (b) Même image réduite en fausses couleurs en utilisant les canaux : rouge  $\leftarrow$  BD1900, vert  $\leftarrow$  BD1500 et bleu  $\leftarrow$  BD1435. Le vert représente donc ici la glace d'eau et le bleu la glace de CO<sub>2</sub>. Le violet témoigne donc d'un mélange de glaces d'eau et de CO<sub>2</sub>. Ces différents critères spectraux permettent de déterminer la présence de glace de CO<sub>2</sub> et de glace d'eau sur l'ensemble de la zone. Ceci ne permet cependant pas d'en estimer les proportions relatives, mais donne tout de même une idée de la variabilité spatiale de ces proportions. Crédits : NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory. . . . . 72

- 4.1 Illustration de l'analyse factorielle discriminante et de l'interpolation avec une fonctionnelle, dans un cas simplifié à deux dimensions. Les variables 1 et 2 représentent les variables que l'on peut mesurer, par exemple la réflectance à la longueur d'onde 1 et à la longueur d'onde 2, comme représenté ici. On dispose d'un ensemble de points dont on connaît la valeur du paramètre d'intérêt, par exemple l'épaisseur de glace transparente, et les valeurs des variables 1 et 2. On peut donc les classer en fonction de leur valeur pour le paramètre d'intérêt. (a) On a ici quatre catégories formées par quatre différentes valeurs de ce paramètre d'intérêt, par exemple quatre épaisseurs de glace différentes. (b) On calcule ensuite l'axe de projection qui minimise la variance à l'intérieur des catégories, et qui maximise la variance entre les différentes catégories. (c) En représentant la valeur du paramètre d'intérêt en fonction de leur valeur sur l'axe de projection, on détermine une relation fonctionnelle empirique qui les relie. On peut aussi définir des incertitudes à partir des variance intra-classe. (d) Ceci nous permettra à l'avenir d'estimer la valeur du paramètre d'intérêt pour une mesure donnée, par extrapolation avec la fonctionnelle de la valeur de la mesure projetée sur l'axe, avec des incertitudes  $\varepsilon_+$  et  $\varepsilon_-$  qui dépendent des variances intra classe. Dans le cas général, la relation fonctionnelle n'est pas linéaire. 78
- 4.2 Différents types de mélanges possibles en fonction du libre parcours moyen et de la taille du pixel, représentés ici pour trois espèces de caractéristiques différentes pouvant représenter par exemple le mélange sur Mars entre de la glace de  $\text{CO}_2$ , de la glace d'eau et des poussières. (a) Mélange linéaire, ou mélange géographique sub-pixel. (b) et (c) Deux types de mélange intime : le libre parcours moyen d'un photon est supérieur à la distance moyenne séparant les différentes espèces. Les différentes zones d'un mélange linéaire (a) ou les différentes couches d'un mélange stratifié (c) peuvent elle même être constituées d'un mélange intime entre plusieurs espèces (b). Illustrations extraites de Appéré (2012). . . . . 79
- 4.3 Exemple de transformation d'un spectre pour sélectionner ses motifs spectraux : le continuum est retiré et le résidu est normalisé. Le résultat  $\text{SF}(d_{\text{mes}})$  est représenté en haut. Figure extraite de van der Meer (2004). . . . . 82
- 4.4 Schéma simplifié du maillage d'une LUT dans un espace à deux dimensions. Dans ce cas, le maillage est contenu dans un carré, et deux paramètres,  $p_1$  et  $p_2$  varient. On note  $\partial p_1$  et  $\partial p_2$  les pas d'échantillonnage pour les paramètres  $p_1$  et  $p_2$ . L'élément différentiel dans l'espace des paramètres  $M$  associé au point d'échantillonnage  $m_i$  est représenté en rouge, et vaut  $dp(m_i) = \partial p_1(m_i) \partial p_2(m_i)$ . . . . . 88
- 5.1 Directivité d'un matériau. (a) Exemple de surface complexe : l'intensité du rayonnement réfléchi (en pointillés) dépend de la direction de laquelle on l'observe. (b) Surface lambertienne : l'intensité réfléchie (en pointillés) ne dépend pas de la direction de l'observateur. Il est à noter que la valeur réelle de la réflectance correspond à la valeur représentée ici multipliée par le cosinus de l'angle d'émergence. . . . . 98



5.2	Illustration du transfert radiatif dans une lame de glace rugueuse, issue de Andrieu <i>et al.</i> (2015b). (a) Transfert radiatif pour la lame de glace seule. Les trajets anisotropes sont indiqués en rouge, et marqués d'un prime. En haut à gauche : illustration des réflexions et transmissions à la première interface, utilisée dans le calcul des variables $S'_e$ , $\overline{\text{fact}}$ et $\Theta'$ . (b) Illustration de l' <i>adding coupling</i> . Le substrat granulaire et la lame de glace sont artificiellement séparés par souci de clarté dans la représentation du couplage. . . . .	101
5.3	À gauche : schéma de la lame de glace d'épaisseur $L$ surmontant le substrat semi-infini. La rugosité n'est pas résolue pour l'observateur. À droite : zoom sur le rectangle en pointillé représentant la surface réelle, constituée d'une multitude de facettes non résolues $A_f$ d'orientations différentes, la surface nominale $A$ interceptée par le détecteur et la surface effective $A_t$ vue par l'observateur. $\vec{z}$ représente la verticale moyenne, et $\vec{N}$ la normale à la surface effective tiltée $A_t$ . Il est à noter que la facette $A_s$ n'est pas visible par le détecteur. (Hapke, 2012) . . . . .	103
5.4	Illustration des repères et vecteurs en jeu : $\vec{I}$ , $\vec{E}$ et $\vec{W}_f$ correspondent respectivement aux rayonnements incident, émergent, et la normale à la facette. $i$ , $e$ et $\psi$ correspondent donc respectivement aux angles d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ; $\vartheta$ et $\zeta$ sont l'angle zénithal et l'angle azimutal entre la normale $\vec{W}$ à une facette $A_f$ et la verticale $\vec{z}$ du repère du pixel. . . . .	103
5.5	Schéma illustrant le phénomène d'absorption différentielle. Les rayons rencontrant l'inclusion à différentes incidences ont suivi un trajet optique dans la matrice d'une longueur différente. Les différences de longueur de parcours sont représentées ici en rouge. . . . .	109
5.6	(a) Directions des rayonnements incident et transmis par une facette $A_f$ , d'orientation $(\vartheta, \zeta)$ au sein d'un pixel. (b) Projection de cette même scène dans le plan $(\vec{I}, \vec{W}_f)$ . Dans le cas d'une lame de glace soumise à un rayonnement collimaté d'incidence $i$ , celui-ci atteindra la facette $A_f$ avec une incidence $i_f$ , et sera donc transmis à la lame suivant l'angle de réfraction $r_f$ . La direction $\vec{T}_f$ dans laquelle le rayonnement est transmis par la facette $A_f$ forme un angle $\chi$ avec la verticale locale (normale au pixel). . . . .	113
5.7	Illustration des différents coefficients de transmission et de réflexion pour une lame de glace d'épaisseur $D$ soumise à un rayonnement isotrope. Il est à noter que les directions des différentes flèches ont pour unique sens physique la direction de propagation vers l'une ou l'autre des interfaces (le rayonnement est diffus isotrope dans la lame). $S_e$ désigne le coefficient de réflexion externe de la lame, $S_i$ le coefficient de réflexion interne, et $\Theta$ le coefficient d'absorption interne de la lame. $\Theta$ correspond à la fraction du rayonnement absorbé lors d'un transit. Dans le cas d'une lame de glace soumise à un rayonnement collimaté, on suppose que seul le premier transit est directionnel (coefficient d'absorption interne $\Theta'$ , coefficient de réflexion externe $S'_e$ ), et qu'il y a isotropisation dès la seconde interface. Les coefficients pour les transits suivants seront donc les mêmes que pour le cas totalement isotrope. . . . .	115

- 6.1  $Q$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$ , en forçant à 1 la valeur du coefficient de réflexion de Fresnel  $r_f$  dans l'équation Eq. 5.28. Une valeur  $Q = 1$  signifie que la conservation de l'énergie est respectée. Les courbes de différentes couleurs représentent l'évolution de  $Q$  pour différentes valeurs du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ , allant de  $\bar{\theta} = 0.15^\circ$  à  $\bar{\theta} = 3.5^\circ$ . On peut noter que l'énergie est conservée de manière satisfaisante pour des angles d'incidence inférieurs à  $85^\circ$ , et un paramètre de rugosité inférieur à  $\bar{\theta} = 2.5^\circ$ . . . . . 121
- 6.2  $Q = E_r/E_i$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$ , avec  $E_r$  l'énergie renvoyée par la surface, intégrée sur l'hémisphère supérieur, et  $E_i$  l'énergie incidente. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  et des indices optiques réels de la matrice  $n_s$  et des inclusions  $n_i$ . . . . . 123
- 6.3 Erreur dans la conservation de l'énergie en fonction du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  et de l'incidence  $i$ . Le modèle semble raisonnablement utilisable pour des paramètres de rugosités inférieurs à  $5^\circ$  et des angles d'incidence inférieurs à  $80^\circ$ . . . . . 124
- 6.4  $I$  en fonction de  $\bar{\theta}$ . pour des valeurs de  $\bar{\theta}$  supérieures à  $\bar{\theta} = 2^\circ$ , la valeur de  $I$  commence à chuter légèrement. À  $\bar{\theta} = 10^\circ$  et  $I = 0.957$ , la fonction  $a(\vartheta, \zeta)$  n'a plus de sens en tant que densité de probabilité. . . . . 125
- 6.5 Zoom sur la tache spéculaire synthétique d'une lame de glace d'eau, à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ , pour un paramètre de rugosité  $\bar{\theta} = 0.5^\circ$ , (a) éclairée avec un angle d'incidence  $i = 50^\circ$  avec une source d'ouverture angulaire 0.4, et observée avec un détecteur d'ouverture  $4.2^\circ$ , comme dans les conditions de mesure d'un instrument de laboratoire (Brissaud *et al.*, 2004), et (b) éclairée à une incidence de  $i = 50^\circ$  avec une source d'ouverture 0.2, et observée avec un détecteur d'ouverture angulaire  $0.0692^\circ$ , comme dans les conditions de mesure du spectro-imageur haute résolution OMEGA, actuellement en orbite autour de Mars (Bibring *et al.*, 2004). . . . . 127
- 6.6 Facteur de réflectance d'une lame de glace d'eau contenant différent types d'inclusions à la longueur d'onde  $\lambda = 1\mu\text{m}$ , en fonction de l'épaisseur de ladite lame de glace, tout les autres paramètre étant fixés. La courbe noire représente le cas d'une matrice pure ne contenant aucune inclusion. Les courbes de couleur représentent différents types d'inclusions, caractérisés par leurs indices optiques. Les indices optiques de la matrice de  $n = 1.3$  et  $k = 1.10^{-6}$  pour  $\lambda = 1\mu\text{m}$  correspondent aux indices optiques de la glace d'eau à 270 K (Schmitt *et al.*, 1998). . . . . 128

- 6.7 Facteur de réflectance d'une lame de glace contenant différents types d'inclusions, à la longueur d'onde de  $1\ \mu m$ , en fonction de la taille des inclusions, tout les autres paramètre étant fixés. Chacune des courbes représente un type d'inclusion. Dans le cas d'un coefficient d'absorption plus fort dans les inclusions que dans la matrice, il y a compétition entre effet de diffusion tendant à augmenter la valeur de la réflectance et effet d'absorption tendant à la faire diminuer par rapport à celle d'une matrice pure (courbes bleue et rouge). L'effet dominant dépend de la taille des grains. Dans le cas d'absorptions plus faible dans les inclusions, le facteur de réflectance est toujours plus élevé que celui d'une matrice pure (courbe verte). Dans ce cas, le facteur de réflectance de la matrice pure vaut environ  $R = 0.372$ . C'est la valeur vers laquelle les trois courbes tendent pour les grandes taille d'inclusions. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d'eau à 270 K. . . . . 129
- 6.8 Facteur de réflectance d'une lame de glace contenant différents types d'inclusions, à la longueur d'onde de  $1\ \mu m$ , tout les autres paramètre étant fixés. Les différentes courbes représentent différents types d'inclusions. (a) Les inclusions ont une taille de  $100\ \mu m$ . (b) Les inclusions ont une taille de  $10\ \mu m$ . Dans les deux cas, le facteur de réflectance de la matrice pure vaut environ  $R = 0.372$ . C'est la valeur vers laquelle tendent les courbes pour des proportions volumiques d'inclusions qui tendent vers 0. Dans le cas d'inclusions moins absorbantes que la matrice (courbes vertes), le facteur de réflectance est toujours plus élevé que celui d'une matrice pure : les effets d'absorption et de diffusion tendent tous les deux à le faire augmenter. À l'inverse, on sait que dans le cas d'inclusions plus absorbantes que la matrice (courbes bleues et rouges) il y a compétition entre les deux effets. Pour le cas (a) c'est l'effet d'absorption qui est dominant pour les courbes bleue et rouge. Pour le cas (b), l'effet de diffusion est dominant pour la courbe rouge, et les deux effets sont équivalents pour la courbe bleue. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d'eau à 270 K. . . . . 131
- 6.9 Facteur de réflectance d'une lame de glace de 20 mm d'épaisseur de glace d'eau, à une longueur d'onde de  $1\ \mu m$ , et contenant 1000ppmv d'inclusions de  $100\ \mu m$  de rayon, en fonction du paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . Les autres paramètres sont fixes. Les indices optiques des inclusions sont :  $n = 1.1$  et  $k = 1.10^{-3}$ . Cela correspond au type de contamination tracé en rouge sur les autres courbes. La réflectance diminue à mesure que la rugosité augmente. Ceci est dû au fait qu'une plus grande rugosité signifie plus de facettes en conditions spéculaires, et donc moins d'énergie transmise au système. La rugosité semble avoir une influence plus faible sur la réflectance de la surface par rapport aux autres paramètres du modèle. Ceci est dû à son petit intervalle de variation autorisé. Les propriétés de la matrice sont toujours celles de la glace d'eau à 270 K. . . . . 132
- 7.1 (a) Représentation schématique du spectrogonio-radiomètre développé à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (Brissaud *et al.*, 2004), (b) photo du dispositif, et de son alimentation. Figures issues de la publication scientifique décrivant le dispositif en détails. . . . . 137

7.2	Schéma représentant la surface telle que décrite par le modèle de transfert radiatif : une lame de glace d'épaisseur $h$ et de rugosité de surface $\bar{\theta}$ surmontant un substrat granulaire de glace d'eau, de taille caractéristique de grain $\rho$ . . . . .	137
7.3	Facteur de réflectance pour la longueur d'onde de $1.4\mu\text{m}$ en fonction de l'angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d'une fine couche de glace d'épaisseur $1.42 \pm 0.47\text{ mm}$ (carrés rouges). L'effet de la couche de glace n'est pas seulement d'abaisser le niveau de réflectance comme on peut le constater aisément, mais aussi d'isotropiser le rayonnement. . . . .	139
7.4	Facteur de réflectance pour la longueur d'onde de $1.4\mu\text{m}$ en fonction de l'angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d'une fine couche de glace d'épaisseur $1.42 \pm 0.47\text{ mm}$ (carrés rouges), normalisées par la valeur à l'angle de phase $\alpha = 20^\circ$ . On constate donc ici que même une fine couche de glace recouvrant un substrat de neige a un fort effet sur la directivité de la surface. Ceci permet de justifier l'approximation d'isotropisation faite dans le modèle, et donc la description de la contribution du substrat de neige en n'utilisant que son albédo de diffusion simple. . . . .	140
7.5	Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de $50^\circ$ . On remarque que le lobe spéculaire mesuré n'est pas centré sur l'émergence de $50^\circ$ . Au contraire, le lobe simulé correspondant au meilleur ajustement est bien centré sur l'émergence de $50^\circ$ correspondant à l'optique géométrique. On note tout de même une légère dissymétrie de ce lobe, plus intense vers l'avant. Ceci semble être le cas aussi pour la mesure. On déduit que les optiques du détecteur sont probablement très légèrement désaxées. . . . .	145
7.6	Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de $50^\circ$ . Un léger désaxage du détecteur entraînant un décalage de $-0.5^\circ$ dans la mesure des angles d'émergence et de $-0.2^\circ$ dans celle des angles d'azimut a été simulé. Les simulations reproduisent dans ce cas très bien les données. . . . .	146
7.7	Facteur de réflectance mesuré (a) et simulé (b), à la longueur d'onde $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de $50^\circ$ . La simulation a été faite en supposant le léger décalage de $-0.5^\circ$ en émergence et $-0.2^\circ$ en azimut que l'on a pu déduire à l'aide des figures 7.5 et 7.6. La forme ainsi que l'intensité du lobe spéculaire sont très bien reproduites. . . . .	147
7.8	Densité de probabilité <i>a posteriori</i> pour le paramètre de rugosité $\bar{\theta}$ . La fonction est très piquée : le paramètre $\bar{\theta}$ est donc très bien contraint. La valeur retournée par la méthode d'inversion est $\bar{\theta} = 0.424^\circ \pm 0.035^\circ$ , avec le meilleur ajustement obtenu pour $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ . Ces valeurs très faibles sont en accord avec la méthode de fabrication des lames de glace les plus plates possible. . . . .	148

- 7.9 Mesure (en noir) et meilleur ajustement (en rouge) de la réflectance simulée, à la géométrie du meilleur ajustement pour chaque échantillon : à l'angle d'incidence 40, d'émergence 10° et d'azimut 140 pour l'échantillon 1 (a), à l'angle d'incidence 40, d'émergence 20° et d'azimut 45 pour l'échantillon 2 (b), et à l'angle d'incidence 60, et d'émergence 0° pour l'échantillon 3 (c). Les valeurs d'épaisseur indiquées correspondent aux mesures effectuées au pied à coulisse avant chaque mesure, associées à leurs incertitudes à  $2\sigma$ . Les différences absolues sont représentées en bleu sur chacun des graphes. Les spectres simulés reproduisent dans l'ensemble les données de manière satisfaisante. Pour l'échantillon 3 (c), en revanche, les valeurs de réflectance dans l'intervalle  $0.8\mu\text{m} - 1.0\mu\text{m}$  ne sont pas très bien reproduites. Le modèle est incapable de reproduire les hauts niveaux de réflectance mesurés. Ceci peut être expliqué par un changement dans le protocole de mesure, pouvant mener à une condensation de givre entre le substrat de neige et la lame de glace. . . . . 150
- 7.10 Densités de probabilités marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons, et pour les mêmes géométries que pour la figure 7.9. Pour l'épaisseur de la lame, les densités de probabilités sont très piquées et proche de gaussiennes (a). Au contraire, elles sont étalées en ce qui concerne la taille de grains du substrat (b). Cela signifie que l'épaisseur est bien contrainte et peut être déterminée avec précision, alors que la taille de grain de la neige a une influence limitée sur la réflectance de la surface, et ne peut donc pas être estimée avec une grande fiabilité. . . . . 151
- 7.11 Mesures (en noir) et résultats des 39 estimations d'épaisseur (en rouge) pour chacun des échantillons, avec les incertitudes associées à  $2\sigma$ . Les valeurs d'épaisseurs estimées et mesurées sont compatibles. Cependant, l'épaisseur semble sur-estimée pour l'échantillon 1 et sous-estimée pour l'échantillon 3. Les épaisseurs estimées sont triées sur ce graphe par incidence croissante (3 valeurs) et pour chaque incidence par azimut croissant (13 valeurs : 1 pour l'émergence 0 et 6 pour chacune des émergences 10 et 20). La géométrie semble avoir une influence sur l'épaisseur estimée pour les échantillons 1 et 2 : l'estimation semble augmenter avec l'incidence et diminuer avec l'azimut. Cet effet disparaît pour les grandes épaisseurs (échantillon 3). . . . . 152

- 7.12 Densités de probabilité marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et pour (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons. Les fonctions sont très piquées, et proches de gaussiennes pour l'épaisseur (a). De plus, elles sont compatibles avec les mesures, et cohérente avec les estimations faites en faisant des inversions indépendantes. Les incertitudes *a posteriori* sur les résultats sont bien plus petites que précédemment (Figure 7.10), mais elle ne sont pas complètement fiables, car les erreurs sur l'estimation de la BRDF (Figure 7.13) dépassent les niveaux d'incertitudes *a priori* fournies par la documentation technique de l'instrument (Brissaud *et al.*, 2004)(b) La taille de grain et son incertitude peuvent être déterminées pour l'échantillon 1, et sont cohérentes avec les estimations faites par des inversions indépendantes pour chaque géométrie. À l'inverse, seule la valeur mais pas son incertitude peut être déterminée pour les échantillons 2 et 3, car la densité de probabilité retournée est proche d'un Dirac, à la limite du domaine de définition. . . . . 154
- 7.13 Facteur de réflectance mesuré (croix noires) et simulé (carrés rouges) à la longueur d'onde  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pour (a) l'échantillon 1, (b) l'échantillon 2 et (c) l'échantillon 3. La simulation reproduit, bien qu'imparfaitement, raisonnablement bien la mesure. La qualité de la reproduction du comportement géométrique semble augmenter avec l'épaisseur de la lame de glace. Ceci est cohérent avec l'augmentation de l'effet d'isotropisation de la lame, qui augmente avec l'épaisseur, et avec la disparition de la dépendance géométrique de l'estimation d'épaisseur remarquée sur la Figure 7.11. . . . . 155
- 8.1 Localisation du cratère de Richardson sur une carte topographique (MOLA) globale de Mars. Le cratère, dont le centre est situé à une latitude de 72.47S et une longitude de 179.86W, est repéré par la flèche noire. . . . . 164
- 8.2 Image du cratère de Richardson, et du champ de dune qui s'est développé au fond, prise par la caméra MOC, embarquée à bord de la sonde Mars Global Surveyor. Les limites de ce cratère de 89 km de diamètre son repérées par des pointillés. . . . . 165
- 8.3 Mosaïques de la même région de Mars (la région de Tharsis, voir Figure 1.12) réalisées le 10 juin 2001 (a) et le 31 juillet 2001 (b). Entre temps a débuté une tempête de poussière généralisée. Sur l'image (b), on ne distingue plus la surface à travers les aérosols de poussière. On reconnaît à peine Olympus Mons (quart haut gauche) et les volcans de Tharsis (au centre). Ceci illustre à quel point les épaisseurs optiques d'aérosols dans l'atmosphère martienne peuvent varier. (Crédits : NASA/MSSS) . . . . . 167

- 8.4 Effets des pentes non prises en compte dans les corrections atmosphériques (Douté *et al.*, 2013). L'état de surface, et donc ces spectres sont supposés être identiques. (a) Spectres avant (en haut) et après (en bas) corrections atmosphériques. En noir : spectres avant et après les corrections issus d'une zone plate. En rouge : spectres avant et après corrections issus une zone en pente. Les deux spectres sont supposés être identiques (b) . Différences entre le spectre issus d'une zone plate et celui issu d'une zone en pente avant les corrections atmosphériques (courbe verte) et après (courbe rouge). On peut voir qu'entre zone plate ou non, il y a une différence de pente du spectre, et cette différence est accentuée par la correction atmosphérique. Ces différences ne sont par renormalisées par rapport au niveau moyen de réflectance (les différences relatives sont donc encore plus importantes après corrections). . . . . 170
- 9.1 Distribution des valeurs de l'albédo de diffusion simple  $\omega$ . (a) Représentation de la densité de valeurs de  $\omega$  dans les chaines de Markov, la densité croissante du noir (nulle) vers le rouge (maximale). Les valeurs de  $\omega$  sont représentées en ordonnée, de 0 à 1, et les longueurs d'onde en abscisse, variant de  $1\mu m$  à  $4\mu m$ . Entre  $1\mu m$  et  $2.5\mu m$ , on trouve que la valeur de  $\omega$  est à peu près constante autour de 0.45. Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, elle n'est pas contrainte, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. (b) Zoom sur la partie d'intérêt située entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$  On voit que la distribution des  $\omega$  admet souvent plusieurs maxima locaux. Les valeurs de ces maxima étant rapprochées, on néglige cet effet, et on prend comme valeur inversée de  $\omega$  la valeur moyenne de la chaîne de Markov associée. . . . . 175
- 9.2 Spectre en réflectance mesuré (en noir) et spectre simulé (en rouge). On voit qu'on arrive très bien à reproduire la mesure en utilisant les valeurs estimées par Vincendon (2013), c'est à dire  $j = 17$ ,  $c = 0.6$ ,  $b = 0.12$ ,  $B_0 = 1$  et  $h = 0.05$ , et les valeurs inversées pour  $\omega$ . Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. On ne peut donc pas simuler un spectre pour ces longueurs d'ondes. . . . . 175
- 9.3 (a) Distribution des valeurs (PDF) de la partie imaginaire de l'indice optique  $k_n$ , calculées à partir des valeurs de  $\omega$  des chaines de Markov obtenues après l'inversion bayésienne, en considérant une taille de grains de  $30\mu m$  dans le modèle de Shkuratov. On propage ainsi la distribution des valeurs des  $\omega$  sur les valeurs des  $k_n$ . Ces valeurs étant déterminées à partir du calcul de l'albédo de diffusion simple  $\omega$ , on observe les mêmes discontinuités, et on ne peut pas calculer de valeur pour une longueur d'onde située dans une bande d'absorption du  $CO_2$ . (b) Zoom sur la partie d'intérêt située entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$  de la distribution des valeurs de la partie imaginaire des indices optiques  $k_n$ , obtenues à partir des valeurs de  $\omega$  des chaines de Markov. On voit que tout comme la distribution des  $\omega$ , la distribution des valeurs de  $k_n$  admet aussi souvent deux maxima. La valeur qui a été retenue est la valeurs moyenne de cette distribution. . . . . 176

- 9.4 Courbes représentant  $\langle k_n \rangle$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu\text{m}$  et  $2.6\mu\text{m}$ . En noir : courbe calculée à partir des données OMEGA (Douté *et al.*, 2007) en supposant une taille de grain de  $30\mu\text{m}$  et un indice optique réel de 1.3. Les autres courbes sont calculées à partir des données CRISM en supposant les tailles de grains et parties réelles de l'indice optique :  $(9\mu\text{m} ; 1.9)$ ,  $(9\mu\text{m} ; 1.3)$ ,  $(30\mu\text{m} ; 1.9)$ ,  $(30\mu\text{m} ; 1.3)$ , de la courbe la plus claire à la plus sombre. La valeur de la partie réelle de l'indice optique influence peu celle de la partie imaginaire. En revanche, la taille de grains a une grande influence, notamment sur la valeur de la pente  $k_n(\lambda)$ . Il y a un bon accord avec les données OMEGA d'une étude indépendante sur une autre zone de Mars (Douté *et al.*, 2007). . . . . 177
- 9.5 Courbes représentant  $k_n$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu\text{m}$  et  $2.6\mu\text{m}$ . Comparaison des indices imaginaires calculés pour quatre différentes zones supposées plates (courbes rouges) en considérant une taille de grains de  $30\mu\text{m}$  et un indice optique de 1.3, avec la référence calculée à partir de données OMEGA (en noir). . . . . 177
- 9.6 Schémas illustrant les différents angles dont il est question.  $\alpha$  est l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon incident,  $\beta$  l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon émergent,  $a$  et l'azimut relatif entre les rayons incident et émergent,  $g$  est l'angle de phase,  $\gamma$  est l'angle définissant l'orientation de la dune par rapport au nord,  $az$  est l'azimut sub-solaire par rapport au nord, et  $\theta$  est l'angle de la pente locale par rapport à l'horizontale définie par le géoïde. (a) Représentation 3D. (b) Représentation 2D dans le plan (local) du géoïde des différentes orientations. (c) Vue en coupe verticale de la dune ; la verticale est définie par rapport au géoïde. Les angles d'incidences et d'émergences  $i$ ,  $i_r$ ,  $e$  et  $e_r$  ne sont pas représentés pour ne pas compliquer les figures, mais  $i$  et  $e$  sont définis par rapport au géoïde, et sont les données fournies par le satellite, et  $i_r$  et  $e_r$  sont définis par rapport à la normale locale, et sont les angles que l'on souhaite calculer. . . . . 178
- 9.7 Spectres en réflectance pour tester l'effet de pente et des corrections atmosphériques. (a) Le rouge serait le spectre mesuré en pente, en supposant une pente de 25. La différence de pente spectrale est bien visible. Le spectre noir est corrigé des aérosols et gaz sur une zone plate (idem que Figure 9.2). Les courbes rouges sont issues des inversions des  $\omega$  d'après des observations en pente corrigées de l'atmosphère, re-générées dans les conditions de zone plate, en supposant une pente de 10, 25 et 35, de la plus foncée à la plus claire. On voit que l'on ne peut pas conclure sur la justesse ou non de l'hypothèse sur la valeur de l'angle de la pente. En effet, le changement de l'angle de la pente, dans le cadre de nos hypothèses, ne change que le niveau d'un spectre en réflectance, et non la valeur de sa pente. . . . . 180
- 9.8 Possibilité de mélange géographique sub-pixel : (a) zone complètement dégelées et zones contenant encore une couche de glace, (b) couche optiquement épaisse de poussière recouvrant la couche de glace. Ces deux situations sont indifférentiables pour le modèle. . . . . 182



10.1	Évolution d'une tache sombre située dans l'inter-dunes, dans le cratère de Richardson. Série temporelle HiRISE. Ils est à noter que la première donnée exploitable CRISM est à $L_S = 181.5^\circ$ . . . . .	186
10.2	Évolution d'une tache sombre située sur une crête de dune, dans le cratère de Richardson. Série temporelle HiRISE. La tache sombre apparaît entre $L_S = 175^\circ$ et $L_S = 181$ . À $L_S = 213^\circ$ , on remarque qu'un écoulement émanant du centre de la tache sombre est apparu. Ils est à noter que la première donnée exploitable CRISM est à $L_S = 181.5^\circ$ . Le centre de cette tache sombre à fait l'objet d'une étude détaillée, et sera appelé « point TC » par la suite. . . . .	187
10.3	Contexte géographique pour les six lieux étudiés. (a) Image HiRISE PSP_002542_1080_RED dans son ensemble, pour $L_S = 181.5^\circ$ . (b) Zoom dans le rectangle rouge de la figure (a). Les différents points étudiés sont repérés par des flèches. CC : <i>Contrôle, Crête</i> ; CPE : <i>Contrôle, Pente Est</i> ; CPO : <i>Contrôle, Pente Ouest</i> ; CID : <i>Contrôle, Inter-Dune</i> ; TC : <i>Tache, Crête</i> ; TID : <i>Tache, Inter-Dune</i> (cf tableau 10.1). Le carré rouge en bas à droite représente la taille d'un pixel CRISM. . . . .	187
10.4	Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. . . . .	189
10.5	Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CID, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. . . . .	189
10.6	Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ . . . . .	190
10.7	Série temporelle des ajustements obtenus pour le point CID, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ . . . . .	190
10.8	Variations de l'épaisseur en fonction de $L_S$ pour 4 points de contrôle, (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO), (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les niveaux de vert représentent la densité de probabilité marginale <i>a posteriori</i> pour l'épaisseur en échelle logarithmique, et les croix rouges désignent la valeur au maximum de vraisemblance. À titre de comparaison, l'évolution de l'épaisseur de glace de CO <sub>2</sub> en surface prédite par les modèles de climat (Millour <i>et al.</i> , 2014 ©LMD/OU/IAA/ESA/CNES), en considérant une masse volumique classique $\rho = 1606 \text{ kgm}^{-3}$ (Kieffer, 2007) pour la glace est représentée en bleu. . . . .	193

10.9 Variations du contenu volumique total en impuretés pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 . . . . .	194
10.10 Variations de la proportion de glace d'eau respectivement à la poussière pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID) . Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 . . . . .	196
10.11 Variations de la taille de grains de la glace d'eau pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 . . . . .	197
10.12 Variations de la proportion surfacique de poussières en mélange géographique pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8. . . . .	199
10.13 Variations de la taille de grains de la glace de CO <sub>2</sub> estimée en utilisant un modèle de glace granulaire (Douté & Schmitt, 1998), pour les 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour les 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 . . . . .	201

- 10.14 Modèle de principe décrivant l'évolution des dépôts saisonniers. (a) Dès le début du printemps, la couche de glace est compacte. Elle contient des impuretés de glace d'eau et de poussière. (b) La couche de glace se nettoie sous l'action du rayonnement incident. (c) La sublimation basale de la couche débute : les impuretés qui étaient piégées s'accumulent dans la poche de gaz. (d) La pression dans la couche est suffisante pour rompre la glace : brusquement, le gaz s'échappe, entraînant l'ensemble des impuretés. (e) Pour un petit grain, la force de trainée causée par le flux de sublimation l'emporte sur le poids, et le grain s'élève. À partir d'un certain rayon, c'est le poids du grain qui finit par l'emporter sur la force de trainée, et le grain redescend vers le sol. Les grains de glace d'eau entraînés vers le haut finiront par se sublimer et enrichir l'atmosphère en vapeur d'eau. (f) Si il n'y a pas de flux ascendant de sublimation (dans une zone dégelée par exemple), la glace d'eau qui se sublime est immédiatement piégée de nouveau par la glace de CO<sub>2</sub> encore présente dans la zone, et se recondense alors sous forme de petits grains. . . . . 203
- 10.15 Contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère au niveau de la zone d'étude prédit par un modèle de climat (Millour *et al.* , 2014 ©LMD/OU/IAA/ESA/CNES). Le contenu en eau augmente pendant toute la saison. on remarque trois phases de vitesses d'augmentation différentes. . . . . 204
- 10.16 Exemple de LUT (*Look-Up Tables* en anglais). La structure d'une LUT a trois dimensions, telles qu'elles sont créées par le programme informatique : une dimension géométrique de taille  $N_{geom}$ , une dimension spectrale de taille  $N_{\lambda}$  et une dimension de variation des paramètres physiques de la surface de taille  $N_p$ . Chacun des points de ce cube représente une réflectance pour une surface donnée, à une longueur d'onde donnée, et pour des conditions d'éclairement et de visée fixées. . . . . 267
- 10.17 Représentation de l'imbrication des différentes boucles structurant le programme. Chaque boucle représente une dimension de la base de donnée en cours de création. La boucle la plus rapide est celle concernant les conditions d'illumination et de visée, puis vient la boucle sur les longueurs d'ondes échantillonnées, et enfin celle faisant varier les paramètres physiques du problème. Pour chacune des itérations des différentes boucles, les tâches effectuées par le programme sont indiquées en jaune dans la boucle correspondante. Les flèches rouges indiquent l'enchaînement chronologique des étapes de calcul, et donc soulignent l'imbrication des boucles. Le reste des flèches sert à indiquer les différentes dépendances possible d'une tâche par rapport aux autres. . . . . 268

10.18	Test d'optimisation du nombre de points d'intégration nécessaire au calcul de $S'_e$ . Nous vérifions la conservation de l'énergie lors du calcul de $S'_e$ en fonction du nombre de points d'intégration pour différentes valeurs du paramètre de rugosité. La quantité $E_r/E_i$ représentée en ordonnée correspond à la quantité $Q$ représenté Figure 6.1. (a) 500 points d'intégration (b) 1000 points d'intégration (c) 2500 points d'intégration (d) 5000 points d'intégration. Si on ajoute encore des points d'intégration au delà de 5000, le résultat ne change pas, quelle que soit la rugosité de la surface. Nous avons donc choisi d'utiliser 5000 points d'intégration pour nos calculs. . . . .	271
10.19	Illustration des repères et vecteurs en jeu : $\vec{I}$ , $\vec{E}$ et $\vec{S}$ correspondent respectivement aux vecteurs incident, émergent, et à la direction spéculaire par rapport à une surface horizontale. $i$ , $e$ et $\psi$ correspondent donc respectivement aux angle d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . $\alpha$ est l'angle formé entre le vecteur émergent et la direction de réflexion spéculaire. $\varphi$ est l'angle entre les plans $(\vec{E}, \vec{S})$ et $(\vec{x}, \vec{z})$ . Il est à noter que $\vec{I}$ et $\vec{S}$ appartiennent au plan $(\vec{x}, \vec{z})$ . Le vecteur émergent peut donc être décrit par deux jeux de variables : $(i, e, \psi)$ ou $(i, \alpha, \varphi)$ . . . . .	273
10.20	Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6. . . . .	280
10.21	Idem que la figure 10.20 pour le point CPE. . . . .	280
10.22	Idem que la figure 10.20 pour le point CPO. . . . .	281
10.23	Idem que la figure 10.20 pour le point CID. . . . .	281
10.24	Idem que la figure 10.20 pour le point TC. . . . .	282
10.25	Idem que la figure 10.20 pour le point TID. . . . .	282
10.26	Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4. . . . .	283
10.27	Idem que la figure 10.26 pour le point CPE. . . . .	283
10.28	Idem que la figure 10.26 pour le point CPO. . . . .	284
10.29	Idem que la figure 10.26 pour le point CID. . . . .	284
10.30	Idem que la figure 10.26 pour le point TC. . . . .	285
10.31	Idem que la figure 10.26 pour le point TID. . . . .	285

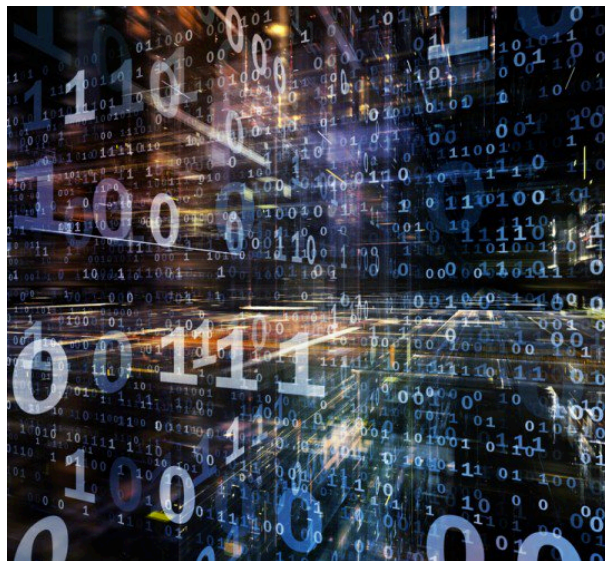
10.32	Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6. . . . .	286
10.33	Idem que la figure 10.32 pour le point CPE. . . . .	286
10.34	Idem que la figure 10.32 pour le point CPO. . . . .	287
10.35	Idem que la figure 10.32 pour le point CID. . . . .	287
10.36	Idem que la figure 10.32 pour le point TC. . . . .	288
10.37	Idem que la figure 10.32 pour le point TID. . . . .	288
10.38	Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de $L_S = 181.5^\circ$ à $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4. . . . .	289
10.39	Idem que la figure 10.38 pour le point CPE. . . . .	289
10.40	Idem que la figure 10.38 pour le point CPO. . . . .	290
10.41	Idem que la figure 10.38 pour le point CID. . . . .	290
10.42	Idem que la figure 10.38 pour le point TC. . . . .	291
10.43	Idem que la figure 10.38 pour le point TID. . . . .	291

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques physiques et orbitales principales de Mars en analogie avec celles de la Terre. Sources : World meteorological organization ; Zurek <i>et al.</i> (1992); Read & Lewis (2004); Mahaffy <i>et al.</i> (2013). . . . .	25
8.1	Récapitulatif des observations CRISM disponibles pour la zone, leur date d'acquisition et la longitude solaire correspondante pour l'année martienne 28. Les épaisseurs optiques en aérosols sont données par M. J. Wolff (Wolff <i>et al.</i> , 2009). « n. c. » signifie que l'algorithme de M.J. Wolff n'a pas donné de résultat. Dans ces cas, les aérosols n'ont pas été corrigés. Les valeurs d'incidence sont définies par rapport au géoïde. . . . .	166
9.1	Ensemble des valeurs échantillonnées dans la LUT synthétique . . . . .	181
10.1	Récapitulatif des noms des points étudiés. . . . .	188
10.2	Prévisions de modèles de climat pour cette latitude (Lewis <i>et al.</i> , 1999; Forget <i>et al.</i> , 1999; Forget <i>et al.</i> , 2006; Millour <i>et al.</i> , 2012; Millour <i>et al.</i> , 2014), et épaisseurs de glace correspondantes, en supposant la masse volumique usuelle $\rho = 1606 \text{ kg m}^{-3}$ pour la glace de $\text{CO}_2$ (Kieffer, 2007; Thomas <i>et al.</i> , 2011). Ces données d'épaisseur sont représentées dans les graphes de la figure 10.8. . . . .	191
10.3	Ensemble des valeurs échantillonnées dans la LUT synthétique générée avec le modèle de Douté & Schmitt. . . . .	200
10.6	Grandeurs clés et temps de calcul des différentes LUT utilisées. Exemple 1 : LUT calculée pour l'inversion du paramètre de rugosité de lames de glace artificielles (voir chapitre 7). Exemple 2 : LUT calculée pour l'inversion de l'épaisseur de la lame et de la taille de grains du substrat d'échantillons de laboratoire (voir chapitre 7). Exemple 3 : LUT calculée pour l'inversion de données martiennes (voir partie IV) . . . . .	266



## Annexe 1 : Résolution numérique du transfert radiatif



Une vue d'artiste d'environnement digital. Crédit : Andrew Ostrovsky/Shutterstock



	Exemple 1	Exemple 2	Exemple 3
Nombre de géométries	63	39	48
Nombre de configurations	491	17085	207068
Nombre de longueurs d'onde haute résolution	1763	33186	29037
Taille du fichier intermédiaire	150 Mo	95 Go	~ 1 To
Nombre de longueurs d'onde dérésolu	3	72	247
Taille du fichier final	250 ko	210 Mo	9 Go
Temps de calcul sur un mono-cœur	150 s	2.5 h	240 h

TABLE 10.6 – Grandeurs clés et temps de calcul des différentes LUT utilisées. Exemple 1 : LUT calculée pour l'inversion du paramètre de rugosité de lames de glace artificielles (voir chapitre 7). Exemple 2 : LUT calculée pour l'inversion de l'épaisseur de la lame et de la taille de grains du substrat d'échantillons de laboratoire (voir chapitre 7). Exemple 3 : LUT calculée pour l'inversion de données martiennes (voir partie IV) .

L'objectif de ce travail de thèse est de réaliser un programme informatique rapide permettant la simulation d'un grand nombre de situations différentes. Il est donc primordial que le programme visant à résoudre ce problème soit implémenté de manière efficace. La structure du programme doit donc être pensée avec soin. Par ailleurs, les calculs nécessaires à la résolution du transfert radiatif dans la surface comportent de nombreuses intégrations numériques. Ce type d'opération est souvent gourmand en temps de calcul, et une attention toute particulière doit donc être apportée à l'optimisation numérique dans l'estimation de ces termes.

Ce chapitre décrit à la fois la structure du programme mais aussi les différentes méthodes de résolution numérique choisies.

## 10.6 Calcul haute résolution spectrale et dérésolution

Les données spectrales sont écrites au fur et à mesure dans la base de données. Une fois terminée, la LUT est à haute résolution spectrale. Pour pouvoir être utilisée en vue d'inverser des données instrumentales, sa résolution doit alors être dégradée au niveau de celle de l'instrument. On utilise les données techniques disponibles, en général publiées. Pour dérésoudre les spectres à la résolution de l'instrument CRISM (Murchie *et al.* , 2007), utilisé dans la partie applications, on utilise les fonctions d'étalement du point fournies ; pour le spectrogonio-radiomètre de l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, on utilise des gaussiennes dont la largeur mi-hauteur dépend de la longueur d'onde, et qui nous ont été fournies directement par les équipes sur place. Le tableau 10.6 résume les différentes grandeurs clés pour le calcul des trois LUT traitées dans ce travail.

## 10.7 Structure du programme de résolution de transfert radiatif

Le but de ce programme est de créer des bases de données spectrales (ou LUT). Ces LUT ont trois dimensions : une géométrique, une spectrale, et une correspondant aux différents jeux de paramètres

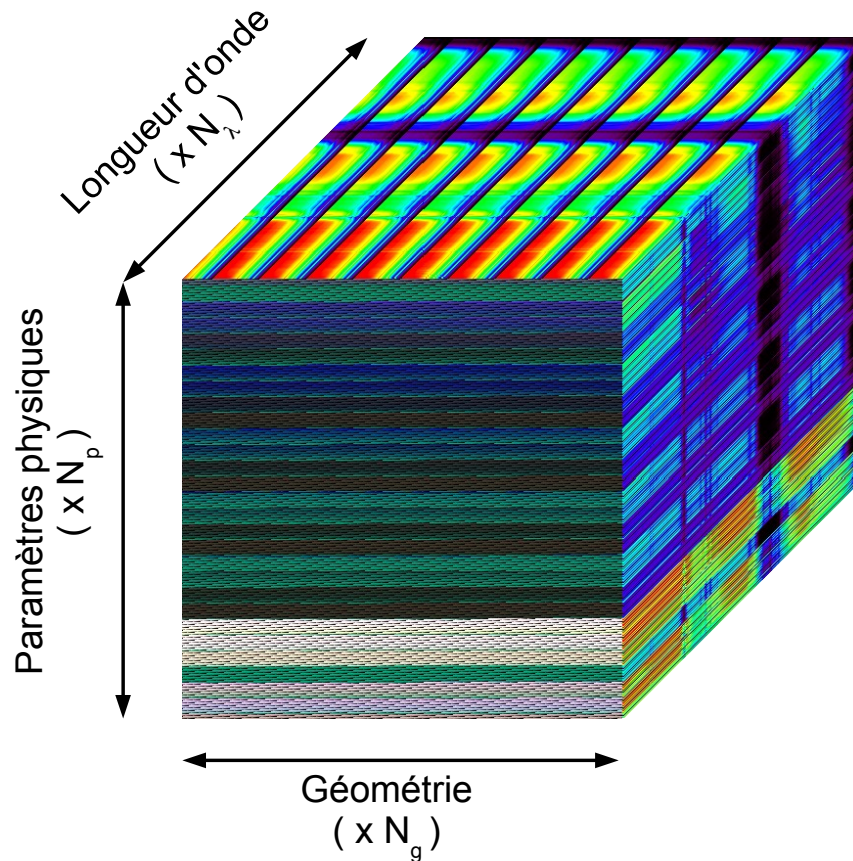


FIGURE 10.16 – Exemple de LUT (*Look-Up Tables* en anglais). La structure d'une LUT a trois dimensions, telles qu'elles sont créées par le programme informatique : une dimension géométrique de taille  $N_{geom}$ , une dimension spectrale de taille  $N_\lambda$  et une dimension de variation des paramètres physiques de la surface de taille  $N_p$ . Chacun des points de ce cube représente une réflectance pour une surface donnée, à une longueur d'onde donnée, et pour des conditions d'éclairement et de visée fixées.

physiques de la surface, comme illustré sur la Figure 10.16. La dimension géométrique comprend les variations d'incidence, d'émergence et d'azimut, c'est-à-dire les variations des directions d'illumination et de visée. La dimension spectrale comprend les variations de la longueur d'onde considérée : c'est avec elles que vont varier les constantes optiques des différents éléments composant la surface. La dimension correspondant aux paramètres physiques de la surface comprend les variations de rugosité, d'épaisseur de la lame de glace, et de proportions et tailles de grain des différentes impuretés.

Dans le but d'optimiser la vitesse de calcul d'une LUT, les boucles ont été imbriquées dans un ordre optimisé. Comme on peut le voir sur la Figure 10.17, la boucle la plus rapide est celle faisant varier les paramètres d'illumination et de visée. En effet, compte tenu des hypothèses formulées dans le modèle, de nombreux paramètres seront indépendants des conditions géométriques, et notamment des conditions de visée. On a donc aussi pris soin de classer les jeux de paramètres géométriques en faisant varier l'incidence le plus lentement. Par exemple, les termes décrivant le transfert radiatif dans le milieu (albédo de diffusion simple  $\omega$ , épaisseur optique  $\tau$ , voir respectivement Eqs. 5.53 et 5.51) dépendent des propriétés physique de la surface (épaisseur, densité/taille des inclusions), et de la longueur d'onde (par les indices optiques), mais pas de la géométrie. Il est donc souhaitable de garder ces valeurs en mémoire plutôt que de refaire le même calcul pour chaque géométrie.

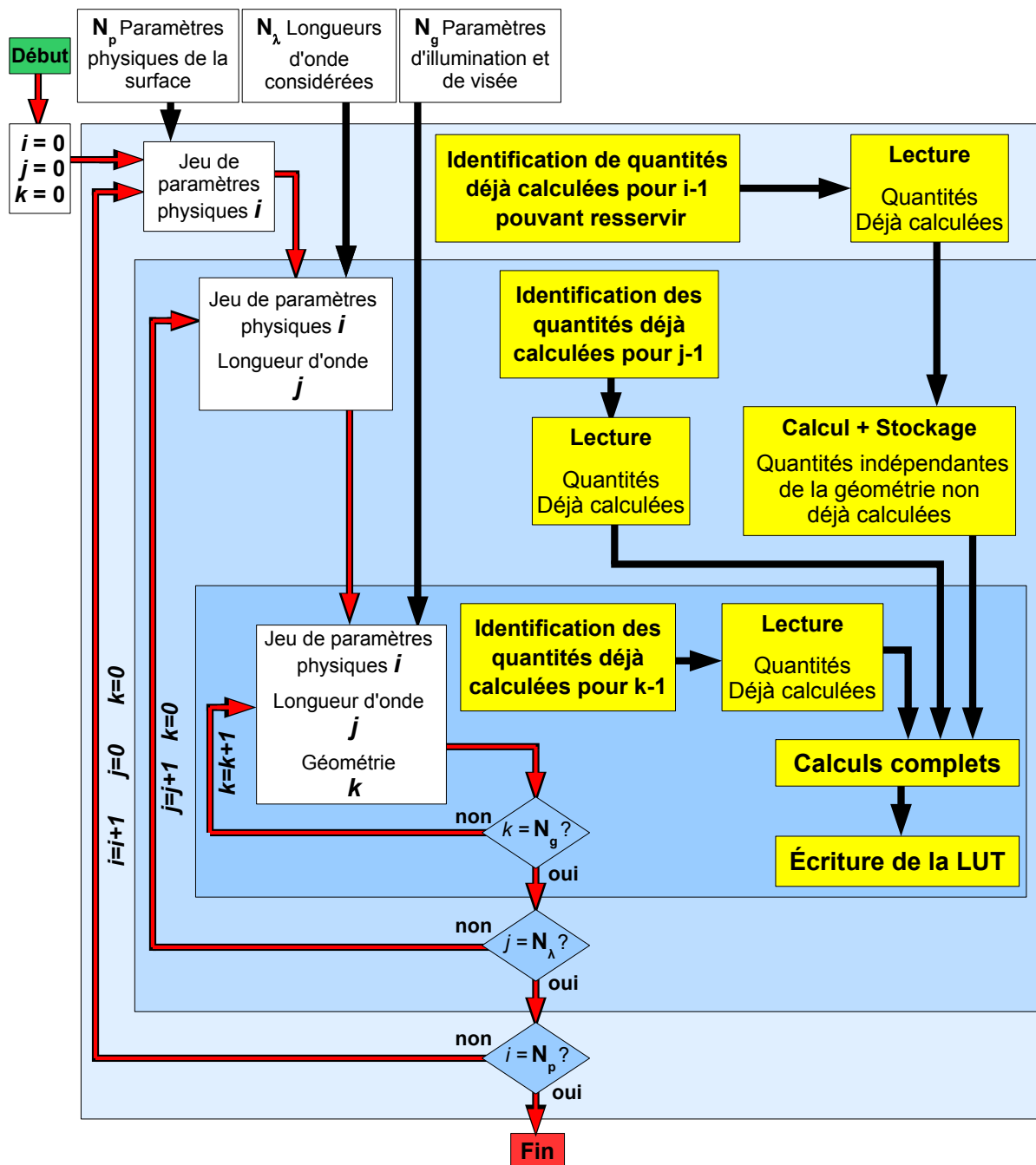


FIGURE 10.17 – Représentation de l’imbrication des différentes boucles structurant le programme. Chaque boucle représente une dimension de la base de donnée en cours de création. La boucle la plus rapide est celle concernant les conditions d’illumination et de visée, puis vient la boucle sur les longueurs d’ondes échantillonnées, et enfin celle faisant varier les paramètres physiques du problème. Pour chacune des itérations des différentes boucles, les tâches effectuées par le programme sont indiquées en jaune dans la boucle correspondante. Les flèches rouges indiquent l’enchaînement chronologique des étapes de calcul, et donc soulignent l’imbrication des boucles. Le reste des flèches sert à indiquer les différentes dépendances possible d’une tâche par rapport aux autres.

La boucle intermédiaire est celle faisant varier la longueur d'onde. *A priori*, toutes les quantités en jeu en dépendent. Rappelons que les calculs sont effectués à haute résolution spectrale, avec pour objectif de résoudre les différentes bandes d'absorption des composés considérés. Dans les cas de glaces de CO<sub>2</sub> ou d'eau, les résolutions requises sont de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-2}$  nm. Ceci signifie que la présence d'une bande d'absorption entraînera une variation brutale d'indices optiques, mais en dehors de ces bandes, les changements seront très doux. Nous avons donc choisi, comme expliqué en Section 10.8.3, de ne refaire les calculs que si le résultat différerait numériquement. Nous avons donc dû pour cela faire des tests d'optimisation, pour faire le calcul pour un minimum de longueur d'onde, sans altérer le résultat. Les seuils de tolérances dépendent du type de surface modélisé, et leur détermination doit être conduite avant la création de toute nouvelle LUT. Cette étape prend seulement quelques minutes. Lors du déroulement du programme, un test est effectué au début de chaque itération concernant la longueur d'onde : si les seuils de variations sont dépassés, on fait de nouveaux calculs. Sinon, on garde toutes les valeurs déterminées à l'itération précédente, et on passe directement à l'itération suivante. Cette opération permet de gagner un temps considérable.

La boucle du niveau supérieur correspond aux paramètres physiques de la surface qui nécessitent de faire de nouveaux calculs pour l'ensemble des quantités à déterminer. Cependant, un certain nombre de calculs, dont certains assez longs peuvent être ré-utilisés. En effet, lorsque la boucle supérieure change d'itération, on change de jeu de paramètre de surface : cela signifie dans la majorité des cas que l'on ne change qu'un paramètre du jeu. Certaines quantités peuvent alors être indépendantes de ce changement. À titre d'exemple, le paramètre  $S'_e$  (voir Eq. 5.28), qui détermine la quantité d'énergie directement réfléchi à la première interface, dépend uniquement de la rugosité parmi les paramètres physiques de la surface. Le changement de l'épaisseur de la lame de glace ne changera pas sa valeur. On pourra donc récupérer la valeur de l'itération précédente. En réalité, on récupérera  $N_\lambda \times N_{inc}$  valeurs, avec  $N_\lambda$  le nombre de bandes spectrales et  $N_{inc}$  le nombre d'angles d'incidence échantillonnés. En effet, ce coefficient dépendant aussi de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence, il a fallu calculer et stocker en mémoire RAM toutes ces valeurs pendant les boucles inférieures. Cette technique, gourmande en ressources mémoire, a été limitée à la réutilisation des calculs les plus longs, dont  $S'_e$  et  $R_{spec}$  (voir Eqs. 5.28 et 5.25).

## 10.8 Méthodes d'intégration

### 10.8.1 Quadrature de Gauss

S. Chandrasekhar a montré (Chandrasekhar, 1960, sect. 22, pp. 61-69) que de nombreuses intégrations en transfert radiatif peuvent être estimées approximativement en utilisant la formule de la quadrature de Gauss. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir des estimations redoutablement précises d'intégrales non triviales, en un temps record. Elle est fondée sur la relation suivante : si  $f(\mu)$  est un polynôme de degré  $2m - 1$ , alors

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=1}^m c_j f(\mu_j) \quad (10.1)$$

où  $\mu_1, \dots, \mu_m$  sont les zéros des polynômes de Legendre  $P_1, \dots, P_m$  d'ordre  $1, \dots, m$ , et  $c_1, \dots, c_j$  les nombres de Christoffel associés :

$$c_j = \frac{1}{P'_m(\mu_j)} \int_{-1}^1 \frac{P_m(\mu)}{\mu - \mu_j} d\mu \quad (10.2)$$

L'équation 10.1 est exacte si  $f(\mu)$  est un polynôme de degré inférieur ou égal à  $2m - 1$ . Si  $f(\mu)$  n'est pas une fonction polynomiale, alors la formule de la quadrature donne une approximation de l'intégrale, qui converge vers la valeur exacte lorsque  $m \rightarrow \infty$  :

$$\sum_{j=1}^m c_j f(\mu_j) \xrightarrow{m \rightarrow \infty} \int_{-1}^1 f(\mu) d\mu \quad (10.3)$$

L'ordre  $m$  de l'approximation détermine directement sa qualité. Toutes les intégrations nécessaires pour estimer les différents coefficients de réflexion internes et externes  $S_i$  et  $S_e$  (voir Eqs. 5.29-5.32) dans le cas isotrope sont faits en utilisant la quadrature de Gauss. Nous utilisons les racines des polynômes de Legendre d'ordre 32 et les nombres de Christoffel associés détaillés dans Davis & Rabinowitz, 1956. Nous faisons de simples changements de variables pour passer d'un intervalle  $[0, \pi/2]$  à l'intervalle souhaité  $[-1, 1]$ .

### 10.8.2 Maillage adaptatif

Les cas de  $S'_e$  et  $R_{spec}$  (voir respectivement les équations 5.28 et 5.25) sont plus complexes. En effet, l'intégration nécessaire pour le calcul de ces grandeurs est double. La quadrature de Gauss n'est pas utilisable dans ces conditions. Nous avons donc choisi dans ces cas d'estimer numériquement la valeur de l'intégrale par la méthode des rectangles. Cette méthode étant nettement moins efficace que la précédente, c'est le calcul de ces deux dernières valeurs qui sera le plus déterminant en terme de temps de calcul. Pour limiter ce problème, nous avons choisi de définir des maillages adaptatifs de l'espace à intégrer, ce qui permet de diminuer considérablement le nombre de points d'intégration sans changer la qualité du résultat. Nous avons défini un maillage dense autour du lobe spéculaire, dans lequel la majorité de l'énergie est contenue. Ce lobe a grossièrement une largeur  $6\bar{\theta}$  autour du centre du lobe. Nous avons optimisé numériquement le nombre de points d'intégration et la densité du maillage en fonction de la valeur de rugosité. Un exemple de test est représenté Figure 10.18

### 10.8.3 Ré-utilisation de calculs

Pour gagner encore plus de temps, nous avons choisi de conserver en mémoire toutes les valeurs de  $S'_e$  et  $R_{spec}$  déjà calculées en vue de les réutiliser éventuellement dans des calculs futurs. Ceci permet aussi de gagner un temps considérable. En effet, lors de la création d'une base de données synthétique, nous faisons en général varier l'ensemble des paramètres du modèle. Or,  $S'_e$  et  $R_{spec}$  ne sont pas sensibles à la nature des inclusions, ni à leurs tailles ou leur proportions au sein de la matrice, mais seulement aux conditions géométriques, à la nature de la matrice et à la rugosité de la surface. Nous n'avons donc pas

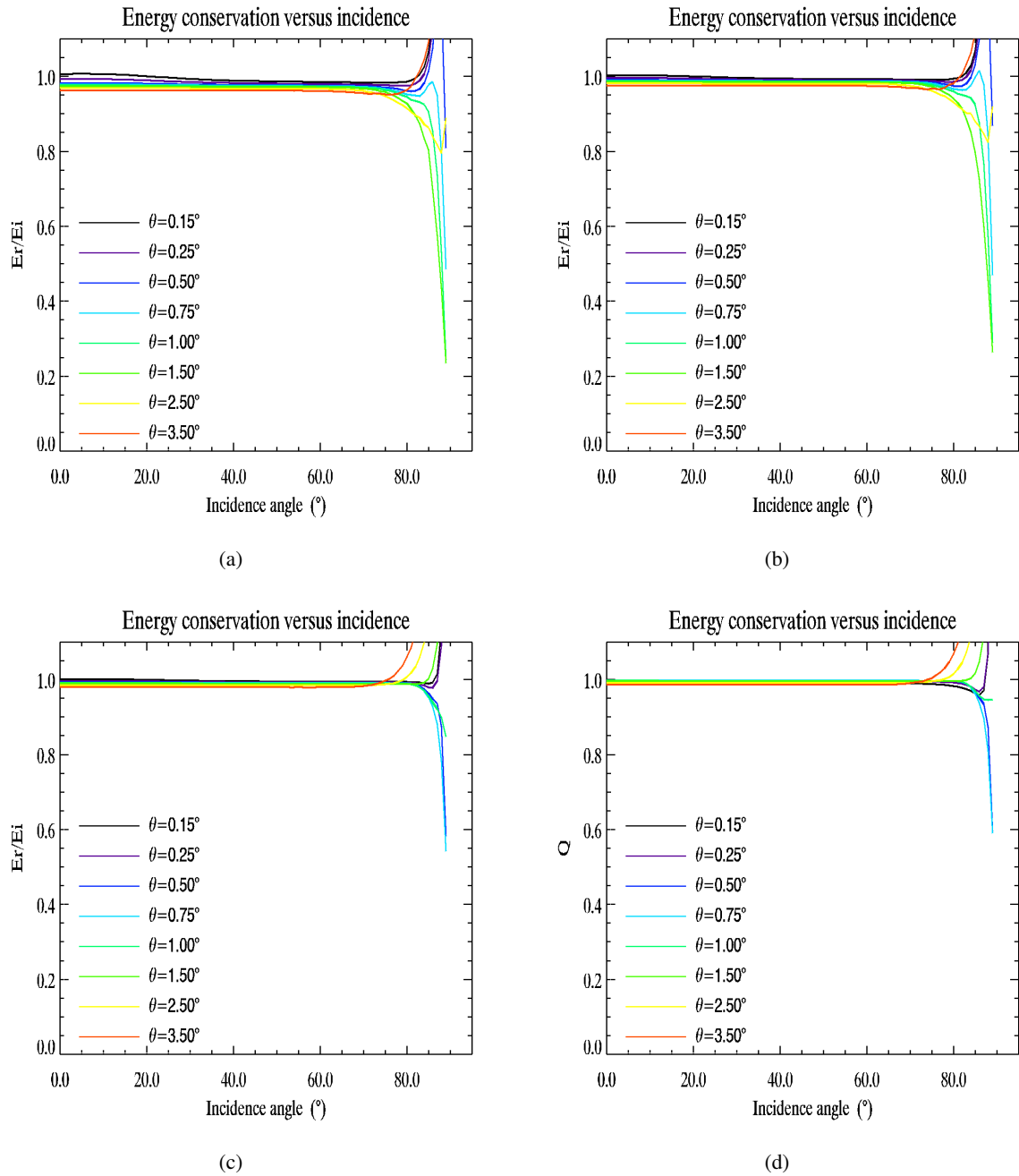


FIGURE 10.18 – Test d'optimisation du nombre de points d'intégration nécessaire au calcul de  $S'_e$ . Nous vérifions la conservation de l'énergie lors du calcul de  $S'_e$  en fonction du nombre de points d'intégration pour différentes valeurs du paramètre de rugosité. La quantité  $E_r/E_i$  représentée en ordonnée correspond à la quantité  $Q$  représenté Figure 6.1. (a) 500 points d'intégration (b) 1000 points d'intégration (c) 2500 points d'intégration (d) 5000 points d'intégration. Si on ajoute encore des points d'intégration au delà de 5000, le résultat ne change pas, quelle que soit la rugosité de la surface. Nous avons donc choisi d'utiliser 5000 points d'intégration pour nos calculs.

besoin de recalculer de nouvelles valeurs si ce sont les caractéristiques des inclusions qui changent par rapport à une réflectance qui a déjà été estimée pour un précédent jeu de paramètres.  $S'_e$  est sensible uniquement à l'incidence de la source, à la nature de la matrice et à la rugosité de la surface.  $R_{spec}$  est sensible aux mêmes paramètres, ainsi qu'aux paramètres géométriques du détecteur (émergence, azimut et ouverture angulaire). Par ailleurs, après des tests numériques, nous avons choisi de ne pas estimer la valeur de  $R_{spec}$  si la géométrie d'émergence était éloignée de plus de  $8\bar{\theta} + \chi_C$  du centre du spéculaire. En effet, cette valeur correspond à plus que la somme de la somme de la largeur du lobe spéculaire et de l'ouverture angulaire du capteur. Au delà, la contribution du spéculaire est numériquement nulle. Il est donc inutile de la calculer.

De plus, les calculs pour deux différentes longueurs d'onde sont les mêmes, à la différence près que les constantes optiques des différents composants de la surface sont susceptibles de changer. Pour le calcul de  $S'_e$  et  $R_{spec}$ , seules les constantes optiques de la matrice importent. Si elles sont identiques, ou “très proches”, pour deux longueurs d'onde consécutives, les valeurs de  $S'_e$  et  $R_{spec}$  seront les mêmes. Nous définissons le terme “très proche” comme un écart suffisamment faible pour que les valeurs calculées soient numériquement identiques. Nous avons défini à l'aide de tests numériques des valeurs seuils de différences de constantes optiques (pour  $n$  et  $k$ ) en dessous desquels les résultats étaient numériquement égaux. En pratique, on définit  $dn = \frac{\delta n}{n}$  et  $dk = \frac{\delta \ln k}{\ln k}$ , et on a déterminé pour une matrice de  $\text{CO}_2$  à 150 K des valeurs de seuils  $\Delta_n$  et  $\Delta_k$  pour  $dn$  et  $dk$  de  $\Delta_n = 0.01$  et  $\Delta_k = 0.1$ , et pour une matrice de  $\text{H}_2\text{O}$  à 270 K des valeurs de seuils  $\Delta_n = 0.001$  et  $\Delta_k = 0.01$ . Ceci a permis de diviser par plus de 100 le nombre de calculs de  $S'_e$  et  $R_{spec}$  à réaliser.

#### 10.8.4 Changements de variables

Dans cette section sont détaillés les calculs de changement de variables nécessaires au calcul de  $S'_e$  (voir Eq. 5.28). Les calculs nécessaires à l'estimation de  $R_{spec}$  (voir Eqs. 5.24 et 5.25) sont de même nature et ne sont pas détaillés ici. Pour rappel, il s'agit de calculer l'intégrale :

$$S'_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S(i, e, \psi, \bar{\theta})}{\cos i} |\det J_{g_i}(e, \psi)| de d\psi \quad (10.4)$$

Pour cela, on effectue en réalité un changement de variable supplémentaire pour simplifier les calculs : on se place dans le repère “spéculaire”  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ , décrit au paragraphe suivant (voir Figure 10.19). Dans ce repère, la fonction de distribution des pentes  $a$  est centrée, et on peut donc définir, pour les faibles rugosités, un échantillonnage préférentiel. Avec ce repère, on peut réécrire l'équation 5.28 comme :

$$S'_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{spec}, \zeta_{spec}) S(i, \alpha, \varphi, \bar{\theta})}{\cos i} |\det J_g(\alpha, \varphi)| d\alpha d\varphi \quad (10.5)$$

où  $\vartheta_{spec}$  et  $\zeta_{spec}$  sont décrits par le système 5.16 et il importe alors de calculer le terme  $|\det J_g(\alpha, \varphi)|$  (voir au paragraphe 10.8.4.2), Jacobien de la fonction  $g : \begin{pmatrix} \alpha \\ \varphi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(\alpha, \varphi) = \vartheta \\ g_2(\alpha, \varphi) = \zeta \end{pmatrix}$  qui transforme

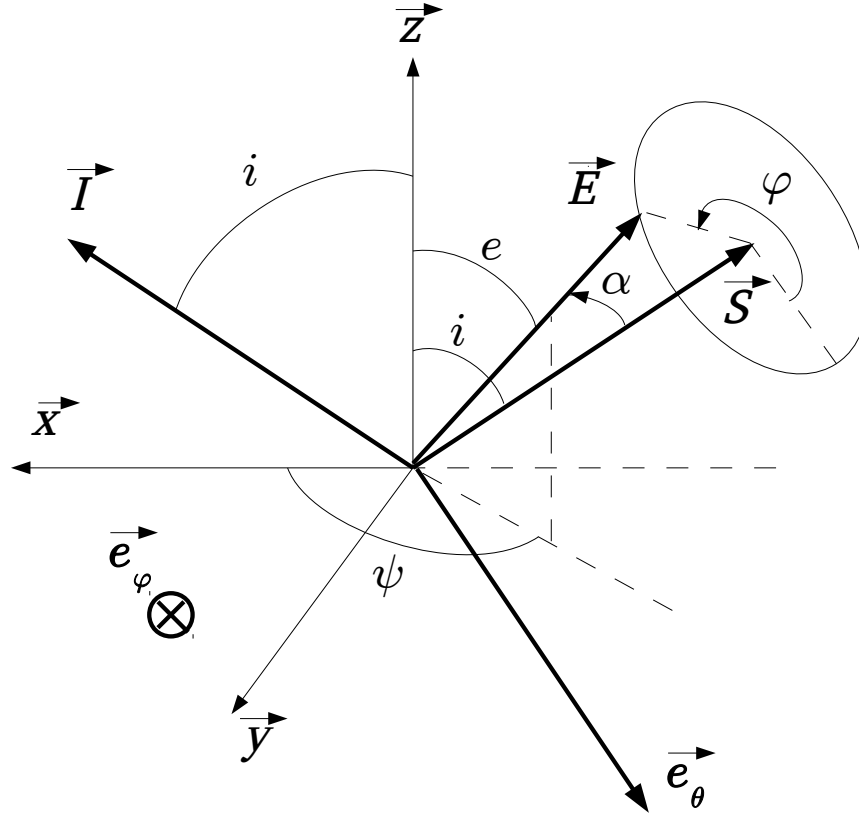


FIGURE 10.19 – Illustration des repères et vecteurs en jeu :  $\vec{I}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{S}$  correspondent respectivement aux vecteurs incident, émergent, et à la direction spéculaire par rapport à une surface horizontale.  $i$ ,  $e$  et  $\psi$  correspondent donc respectivement aux angle d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ .  $\alpha$  est l'angle formé entre le vecteur émergent et la direction de réflexion spéculaire.  $\varphi$  est l'angle entre les plans  $(\vec{E}, \vec{S})$  et  $(\vec{x}, \vec{z})$ . Il est à noter que  $\vec{I}$  et  $\vec{S}$  appartiennent au plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ . Le vecteur émergent peut donc être décrit par deux jeux de variables :  $(i, e, \psi)$  ou  $(i, \alpha, \varphi)$ .

$(\alpha, \varphi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ . Il est important de bien distinguer ici  $\alpha$  et  $\alpha'$  qui sont deux variables différentes :  $\alpha$  désigne la coordonnée dans le repère  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ , et  $\alpha'$  désigne l'angle de phase.

Des calculs semblables sont effectués pour la détermination des termes  $|\det J_{g_e}(i, \psi)|$  et  $|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  nécessaires à l'estimation de  $R_{spec}$  (voir Eqs. 5.24 et 5.25).

#### 10.8.4.1 $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ et $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$

La figure 10.19 illustre les deux systèmes de coordonnées utilisés. Le vecteur émergent peut être repéré par les angles  $(e, \psi)$  définis par rapport aux axes du repère local  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ , ou par les angles  $(\alpha, \varphi)$  définis par rapport au repère spéculaire  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ . On considère ici que l'incidence  $i$  du rayonnement incident



est fixée. La matrice  $\overline{\overline{M}}$  de passage du repère spéculaire au repère local vaut

$$\overline{\overline{M}} = \begin{pmatrix} -\cos i & 0 & -\sin i \\ 0 & -1 & 0 \\ -\sin i & 0 & -\cos i \end{pmatrix}$$

Dans le repère spéculaire, la direction émergente  $\vec{E}$  a pour coordonnées :

$$\vec{E} \begin{vmatrix} \sin \alpha \cos \varphi \\ \sin \alpha \sin \varphi \\ \cos \alpha \end{vmatrix}$$

Elle a donc pour coordonnées dans le repère local :

$$\vec{E} \begin{vmatrix} x_e = -\cos i \sin \alpha \cos \varphi - \sin i \cos \alpha \\ y_e = -\sin \alpha \sin \varphi \\ z_e = -\cos i \cos \alpha - \sin i \sin \alpha \cos \varphi \end{vmatrix} \quad (10.6)$$

Lors du calcul du coefficient de réflexion externe de la lame de glace soumise à un rayonnement collimaté  $S'_e$ , le but est d'intégrer l'ensemble des contributions des réflexions spéculaires au rayonnement réfléchi. Or, on ne peut parler de rayonnement réfléchi que si la direction émergente est au dessus de l'horizon. De plus, il est clair que pour  $\alpha > \pi/2 - i$ , il y aura un intervalle de valeurs de  $\varphi$  pour lesquels la direction émergente sera sous l'horizon. Il ne faut pas intégrer ces directions dans l'intégration, mais intégrer entre des valeurs  $\varphi_{min}$  et  $\varphi_{max}$  que nous allons déterminer. Considérons les cas d'une direction émergente en dessous du plan  $z = 0$ . Rappelons que nous considérons  $i$  fixé,  $i \neq 0$ , et  $i \neq \pi/2$ . Alors

$$\begin{aligned} & z_e < 0 \\ \Leftrightarrow & \cos i \cos \alpha - \sin i \sin \alpha \cos \varphi < 0 \\ \Leftrightarrow & \sin i \sin \alpha \cos \varphi > \cos i \cos \alpha \end{aligned}$$

Pour avoir une direction émergente au dessus du plan  $z = 0$ , il faut donc avoir :

$$\begin{aligned} \cos \varphi & \leq \frac{1}{\tan i \tan \alpha} & \text{si } \alpha \neq \pi/2 & \quad (a) \\ \cos \varphi & \leq 0 & \text{si } \alpha = \pi/2 & \quad (b) \end{aligned} \quad (10.7)$$

Il y a donc deux cas de figures possibles.

**10.8.4.1.1 Premier cas :**  $|\tan i \tan \alpha| \leq 1$  On est ici dans le cas  $\alpha \leq \pi/2 - i$ , et donc l'inégalité 10.7(a) imposée à  $\varphi$  est toujours vérifiée :

$$\begin{cases} \varphi_{min} = 0 \\ \varphi_{max} = 2\pi \end{cases} \quad (10.8)$$

**10.8.4.1.2 Deuxième cas :**  $|\tan i \tan \alpha| > 1$  On est dans le cas  $\alpha > \pi/2 - i$ . Dans ce cas, certaines valeurs de l'angle  $\varphi$  ne respectent pas l'inégalité imposée. Dans le cas (a) où  $\alpha \neq \pi/2$ , l'inégalité est

vérifiée si

$$\arccos\left(\frac{1}{\tan i \tan \alpha}\right) \leq \varphi \leq 2\pi - \arccos\left(\frac{1}{\tan i \tan \alpha}\right)$$

donc

$$\begin{cases} \varphi_{min} &= \arccos\left(\frac{1}{\tan i \tan \alpha}\right) \\ \varphi_{max} &= 2\pi - \varphi_{min} \end{cases} \quad (10.9)$$

Le cas particulier (b) où  $\alpha = \pi/2$ , mène immédiatement à :

$$\begin{cases} \varphi_{min} &= \frac{\pi}{2} \\ \varphi_{max} &= \frac{3\pi}{2} \end{cases} \quad (10.10)$$

Il est clair que ce cas particulier n'introduit aucune discontinuité : il est uniquement dû à la manière d'écrire l'inégalité 10.7(a) en utilisant l'inverse d'une fonction tangente, qui présente une singularité.

#### 10.8.4.2 Détermination du terme $|\det J_g(\alpha, \varphi)|$

Nous cherchons ici à déterminer le Jacobien de la fonction  $g : \begin{pmatrix} \alpha \\ \varphi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(\alpha, \varphi) = \vartheta \\ g_2(\alpha, \varphi) = \zeta \end{pmatrix}$  qui transforme  $(\alpha, \varphi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ . On a donc la matrice jacobienne :

$$J_g(\alpha, \varphi) = \begin{pmatrix} \frac{\partial g_1}{\partial \alpha} & \frac{\partial g_1}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial g_2}{\partial \alpha} & \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} \end{pmatrix}$$

et donc le Jacobien

$$\det J_g(\alpha, \varphi) = \frac{\partial g_1}{\partial \alpha} \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_1}{\partial \varphi} \frac{\partial g_2}{\partial \alpha}$$

Il reste donc à exprimer les dérivées partielles de  $g_1$  et  $g_2$  par rapport à  $\alpha$  et  $\varphi$ . Nous connaissons l'expression de  $g_1$  et  $g_2$  :

$$\begin{cases} \vartheta &= g_1(\alpha, \varphi) = \arctan \left[ \frac{\sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2}}{(z_e + \cos i)^2} \right] \\ \zeta &= g_2(\alpha, \varphi) = \arctan \left[ \frac{y_e}{x_e + \sin i} \right] \end{cases} \quad (10.11)$$

avec  $x_e$ ,  $y_e$  et  $z_e$  décrits par 10.6. Dans un souci de lisibilité, nous allons exprimer les dérivées partielles de  $g_1$  et  $g_2$  en fonction de  $\frac{\partial x_e}{\partial \alpha}$ ,  $\frac{\partial x_e}{\partial \varphi}$ ,  $\frac{\partial y_e}{\partial \alpha}$ ,  $\frac{\partial y_e}{\partial \varphi}$ ,  $\frac{\partial z_e}{\partial \alpha}$  et  $\frac{\partial z_e}{\partial \varphi}$ . Déterminions donc d'abord ces premières expressions :

$$\begin{cases} x_e = -\cos i \sin \alpha \cos \varphi - \sin i \cos \alpha \\ y_e = -\sin \alpha \sin \varphi \\ z_e = \cos i \cos \alpha - \sin i \sin \alpha \cos \varphi \end{cases}$$

Donc

$$\begin{aligned} \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} &= -\cos i \cos \alpha \cos \varphi + \sin i \sin \alpha \\ \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} &= \cos i \sin \alpha \sin \varphi \\ \frac{\partial y_e}{\partial \alpha} &= -\cos \alpha \sin \varphi \\ \frac{\partial y_e}{\partial \varphi} &= -\sin \alpha \cos \varphi \\ \frac{\partial z_e}{\partial \alpha} &= -\sin i \cos \alpha \cos \varphi - \cos i \sin \alpha \\ \frac{\partial z_e}{\partial \varphi} &= \sin i \sin \alpha \sin \varphi \end{aligned} \quad (10.12)$$

Quelques lignes suffisent ensuite pour exprimer les expressions de  $\frac{\partial g_1}{\partial \alpha}$ ,  $\frac{\partial g_1}{\partial \varphi}$ ,  $\frac{\partial g_2}{\partial \alpha}$  et  $\frac{\partial g_2}{\partial \varphi}$ , en suivant les règles de dérivation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_1}{\partial \alpha} = \frac{1}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2 + (z_e + \cos i)^2} & \left[ \frac{z_e + \cos i}{\sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2}} \left( (x_e + \sin i) \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} + y_e \frac{\partial y_e}{\partial \alpha} \right) \right. \\ & \left. - \sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \frac{\partial z_e}{\partial \alpha} \right] \end{aligned} \quad (10.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_1}{\partial \varphi} = \frac{1}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2 + (z_e + \cos i)^2} & \left[ \frac{z_e + \cos i}{\sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2}} \left( (x_e + \sin i) \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} + y_e \frac{\partial y_e}{\partial \varphi} \right) \right. \\ & \left. - \sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \frac{\partial z_e}{\partial \varphi} \right] \end{aligned} \quad (10.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_2}{\partial \alpha} = \frac{1}{\sqrt{y_e^2 [(x_e + \sin i)^2 + y_e^2]}} & \left[ \sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} \right. \\ & \left. - \frac{(x_e + \sin i)}{\sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2}} \left( (x_e + \sin i) \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} + y_e \frac{\partial y_e}{\partial \alpha} \right) \right] \end{aligned} \quad (10.15)$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial \varphi} = \frac{1}{\sqrt{y_e^2 [(x_e + \sin i)^2 + y_e^2]}} \left[ \sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} - \frac{(x_e + \sin i)}{\sqrt{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2}} \left( (x_e + \sin i) \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} + y_e \frac{\partial y_e}{\partial \varphi} \right) \right] \quad (10.16)$$

on peut simplifier les expressions de  $\frac{\partial g_2}{\partial \alpha}$  et  $\frac{\partial g_2}{\partial \varphi}$  :

$$\frac{\partial g_2}{\partial \alpha} = \left[ \frac{1}{|y_e|} \left( 1 + \frac{(x_e + \sin i)^2}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \right) \right] \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} - \frac{|y_e| (x_e + \sin i)}{y_e ((x_e + \sin i)^2 + y_e^2)} \frac{\partial y_e}{\partial \alpha} \quad (10.17)$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial \varphi} = \left[ \frac{1}{|y_e|} \left( 1 + \frac{(x_e + \sin i)^2}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \right) \right] \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} - \frac{|y_e| (x_e + \sin i)}{y_e ((x_e + \sin i)^2 + y_e^2)} \frac{\partial y_e}{\partial \varphi} \quad (10.18)$$

Alternativement, on peut exprimer les solutions de  $\frac{\partial g_2}{\partial \alpha}$  et  $\frac{\partial g_2}{\partial \varphi}$  en utilisant la deuxième formulation :

$$\frac{\partial g_2}{\partial \alpha} = \frac{1}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \left[ -y_e \frac{\partial x_e}{\partial \alpha} + (x_e + \sin i) \frac{\partial y_e}{\partial \alpha} \right] \quad (10.19)$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial \varphi} = \frac{1}{(x_e + \sin i)^2 + y_e^2} \left[ -y_e \frac{\partial x_e}{\partial \varphi} + (x_e + \sin i) \frac{\partial y_e}{\partial \varphi} \right] \quad (10.20)$$

avec les dérivées partielles de  $x_e$  et  $y_e$  exprimées en 10.12. Nous retiendrons ces dernières formulations de loin plus simples que les précédentes. La valeur recherchée  $|\det J_g(\alpha, \varphi)|$  est la valeur absolue du déterminant de la matrice jacobienne de la fonction  $g : \begin{pmatrix} \alpha \\ \varphi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(\alpha, \varphi) \\ g_2(\alpha, \varphi) \end{pmatrix}$ . Il vaut donc

$$|\det J_g(\alpha, \varphi)| = \left| \frac{\partial g_1}{\partial \alpha} \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_2}{\partial \alpha} \frac{\partial g_1}{\partial \varphi} \right| \quad (10.21)$$

Nous avons déterminé les expressions de tous ces termes en 10.13, 10.14, 10.19 et 10.20.

## 10.9 Conclusion

La majeure partie des quantités nécessaires pour l'estimation de la réflectance est calculée en utilisant soit une formulation analytique, comme par exemple,  $\tau$ ,  $\omega$ ,  $R_{Diff}$  (voir Eqs. 5.51, 5.53, 5.66), soit une formulation intégrale simple, qui peut être analytiquement approchée par la méthode de la quadrature de Gauss, comme les termes  $S_i$ ,  $S_e$ ,  $S_{ik}$ ,  $S_{ek}$  (voir Eqs. 5.29, 5.30, 5.31, 5.32). Ces quantités sont donc estimées numériquement de manière très rapide.

Seules deux quantités,  $S'_e$  et  $R_{spec}$  (voir respectivement les équations 5.28 et 5.25) nécessitent un calcul plus lent et complexe. Pour limiter au maximum l'impact du calcul de ces termes sur les performances en temps de calcul du programme, différentes stratégies ont été adoptées : réutilisation de calculs, maillage adaptatif, annulation de calculs dans des cas prédéfinis... C'est sur le calcul de ces deux quantités critiques qu'il faut travailler, pour envisager de futures améliorations des performances de calcul.

À titre d'exemple, les bases de données utilisées pour l'étude de validations présentée au chapitre 7 ont été calculées (voir tableau 10.6) en 150s pour l'inversion de la rugosité (1763 longueurs d'onde échantillonnées, 30933 spectres), et  $\sim 2.5$ h pour l'inversion de l'épaisseur et de la taille de grains (33,186 longueurs d'onde échantillonnées, 666,315 spectres) sur un processeur CPU Intel® Xeon E5640, 1 coeur, 2.66GHz de 4GB de mémoire RAM. Celles calculées pour l'application à Mars (29037 longueurs d'ondes, 9939264 spectres) ont nécessité 240h de calcul sur un processeur (et ont été en fait calculées en 60h en utilisant 4 processeurs). Les temps de calcul sans les optimisations auraient été plus de 100 fois supérieur.

## Ajustements supplémentaires

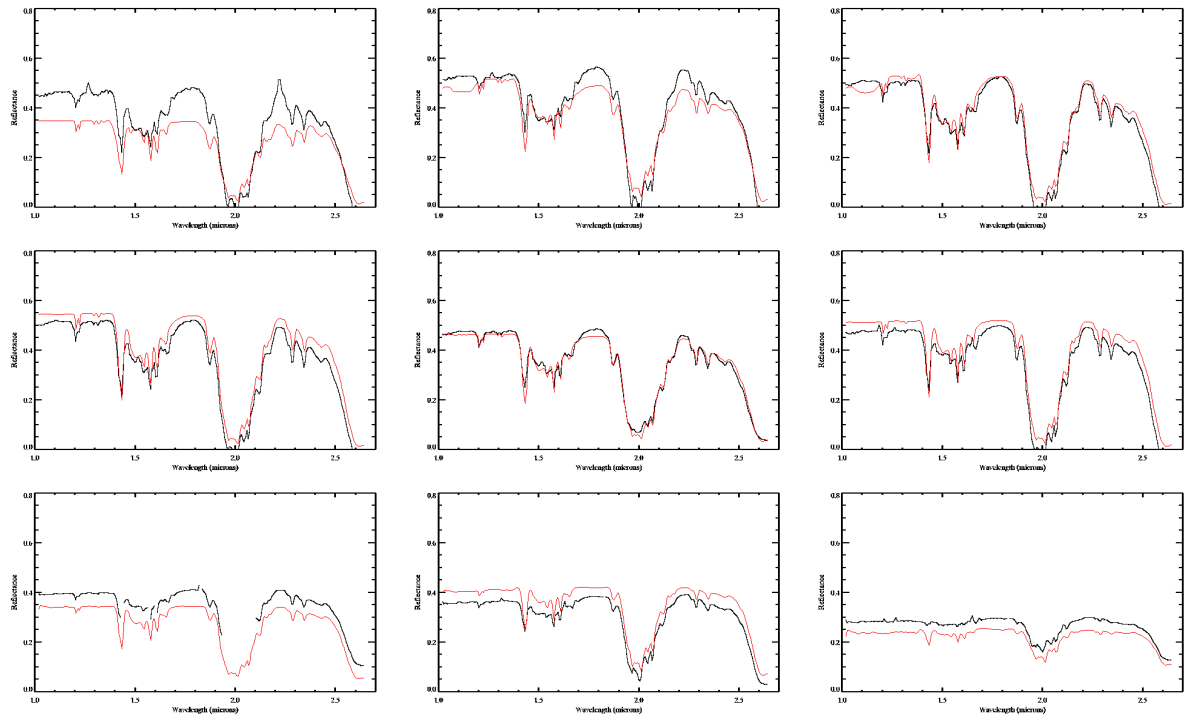


FIGURE 10.20 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6.

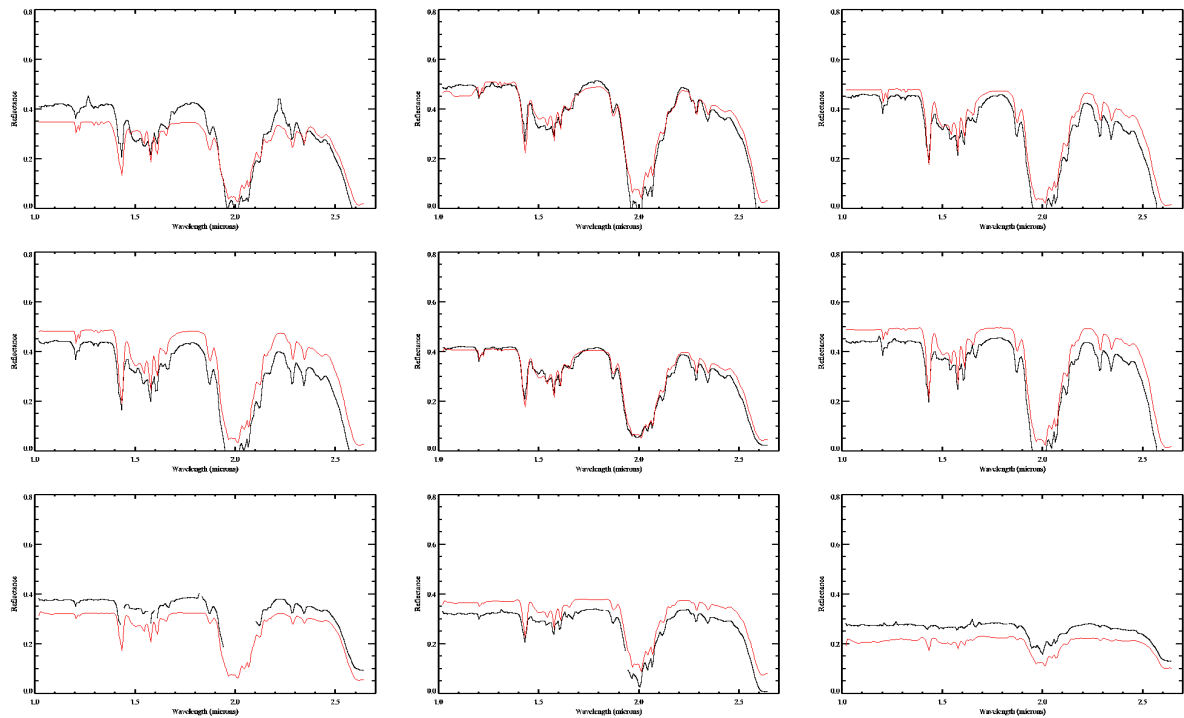


FIGURE 10.21 – Idem que la figure 10.20 pour le point CPE.

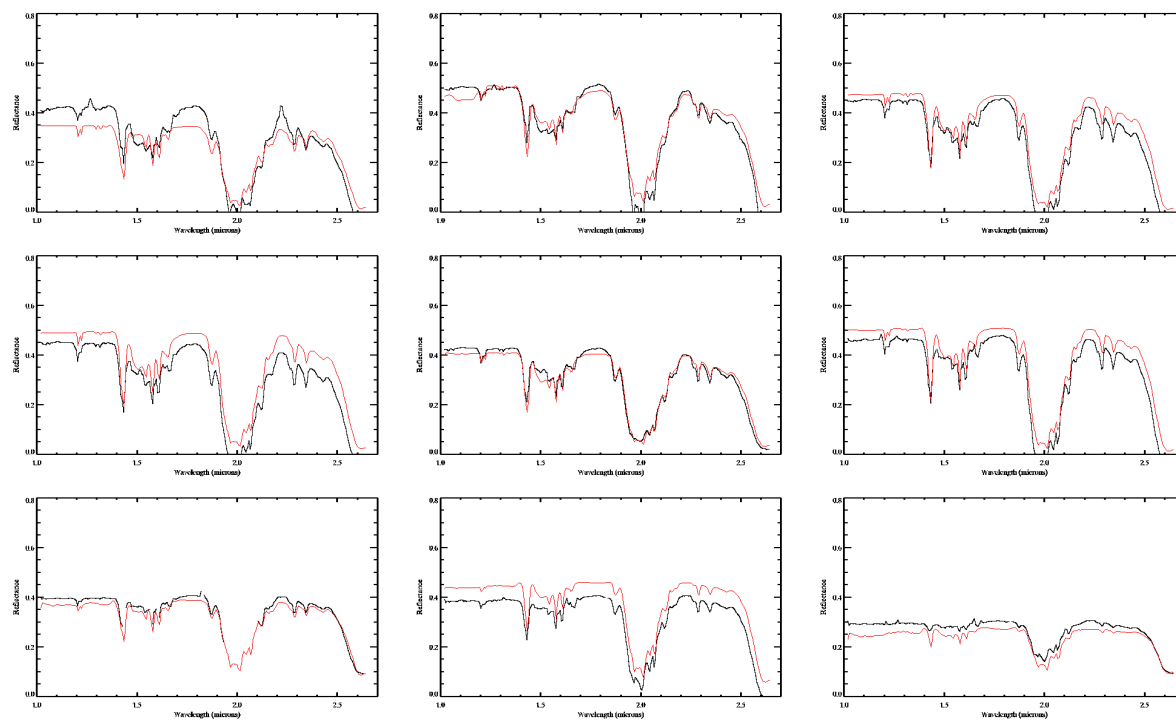


FIGURE 10.22 – Idem que la figure 10.20 pour le point CPO.

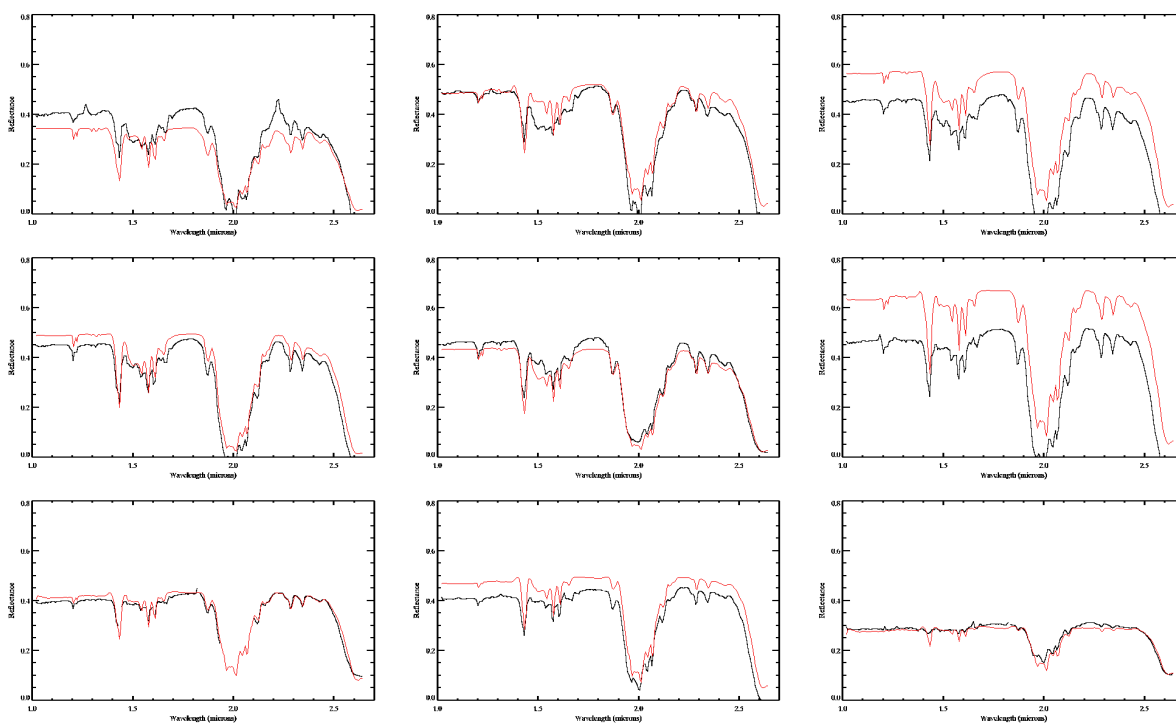


FIGURE 10.23 – Idem que la figure 10.20 pour le point CID.



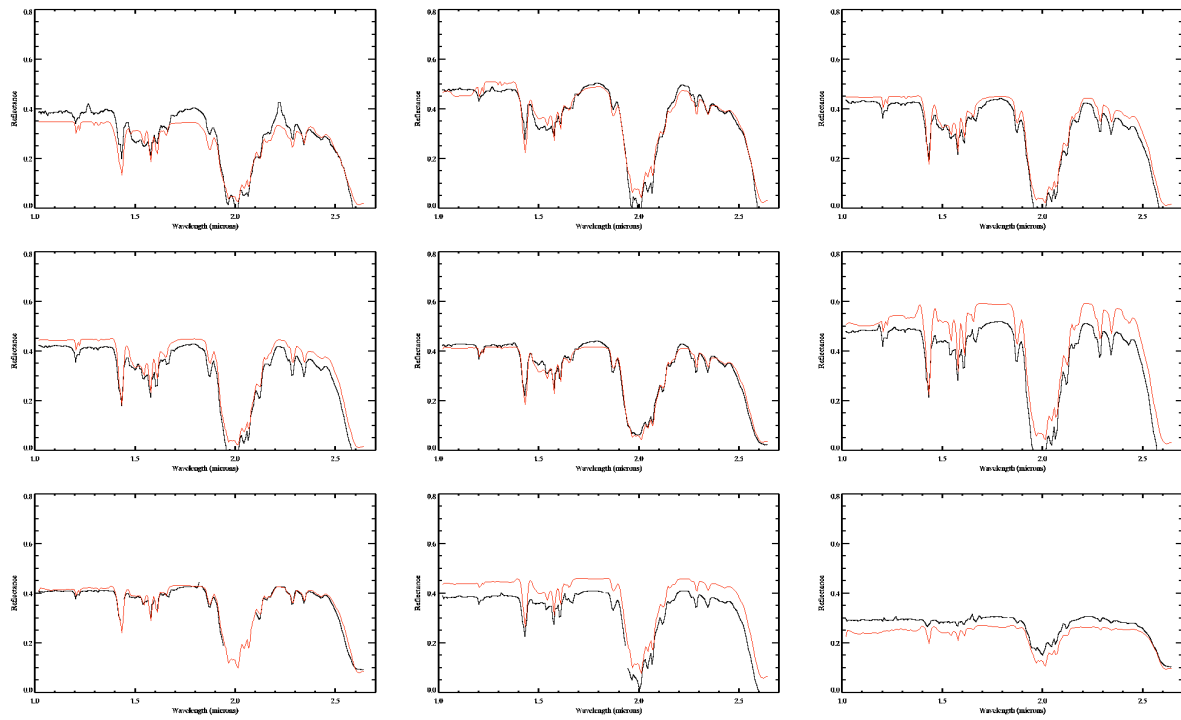


FIGURE 10.24 – Idem que la figure 10.20 pour le point TC.

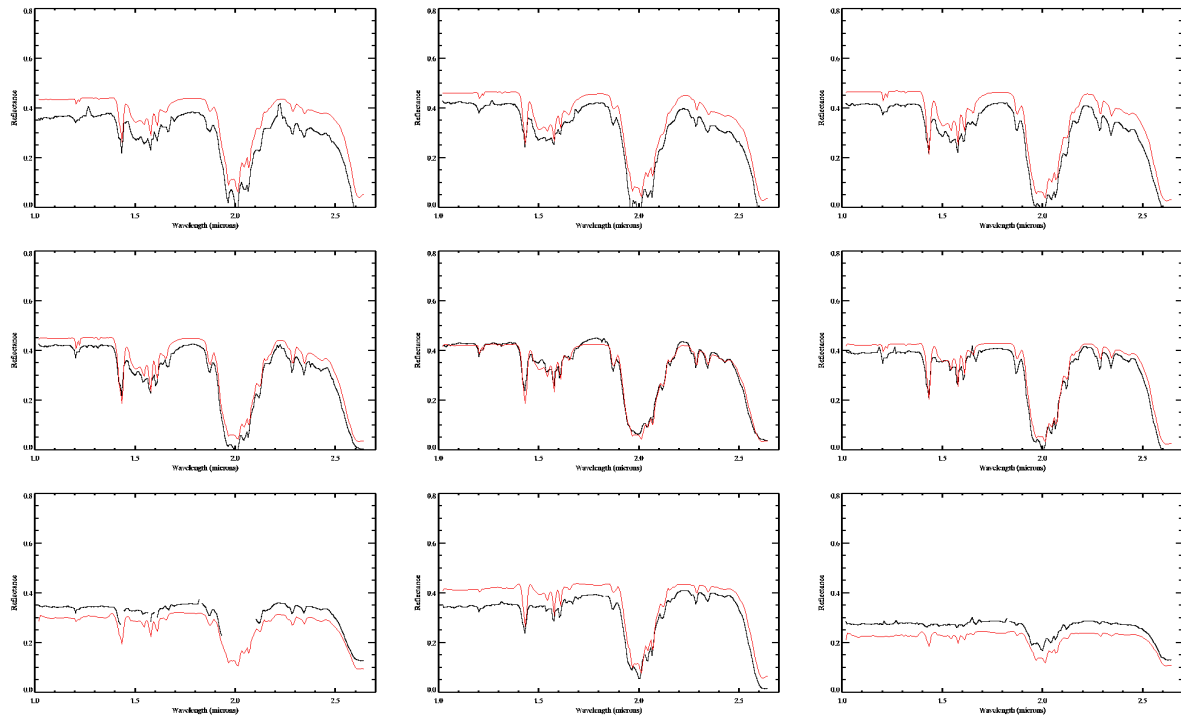


FIGURE 10.25 – Idem que la figure 10.20 pour le point TID.

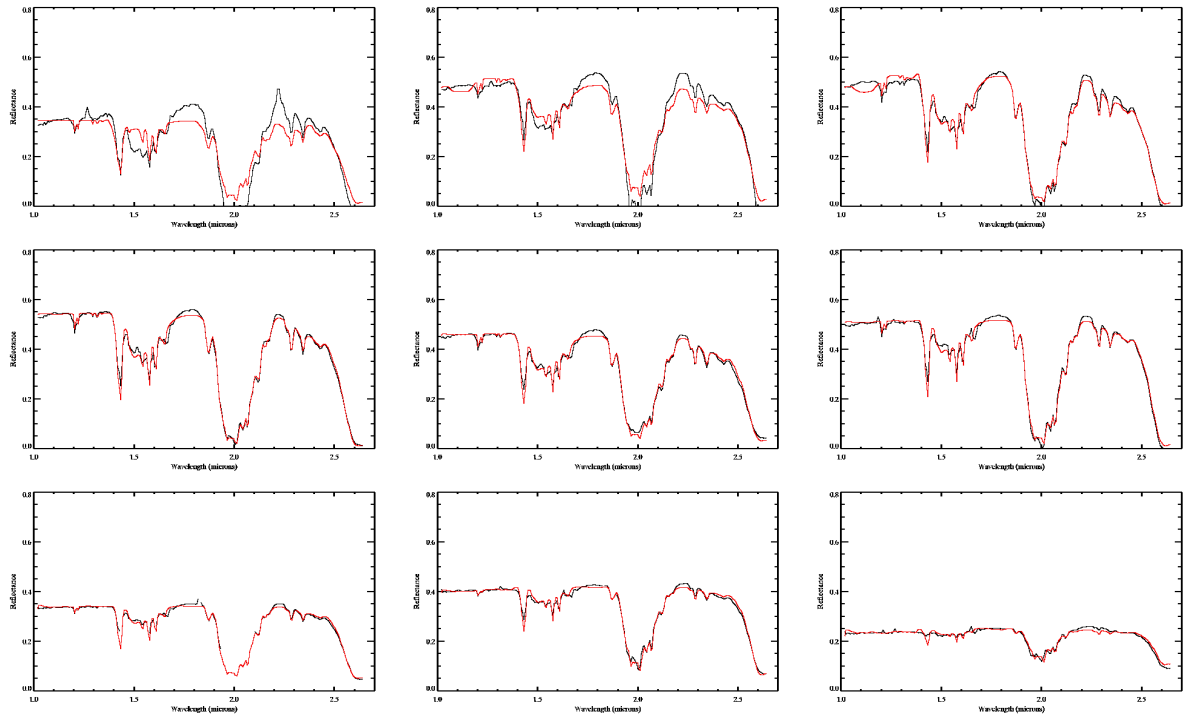


FIGURE 10.26 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4.

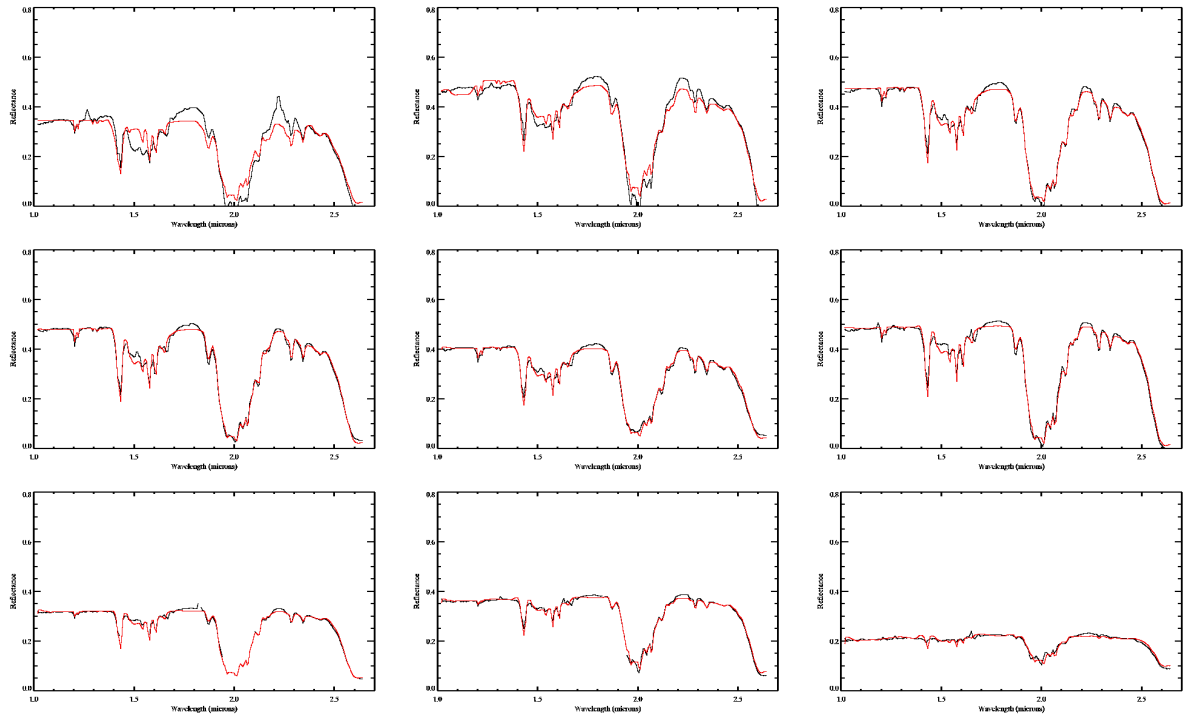


FIGURE 10.27 – Idem que la figure 10.26 pour le point CPE.

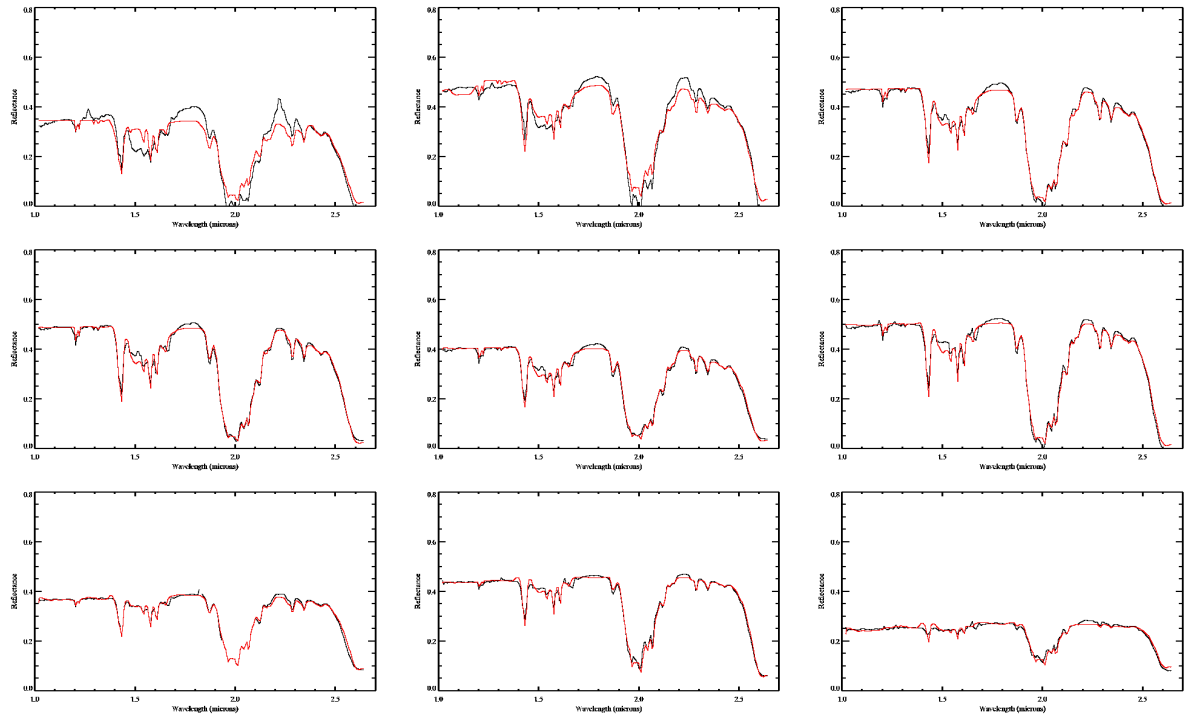


FIGURE 10.28 – Idem que la figure 10.26 pour le point CPO.

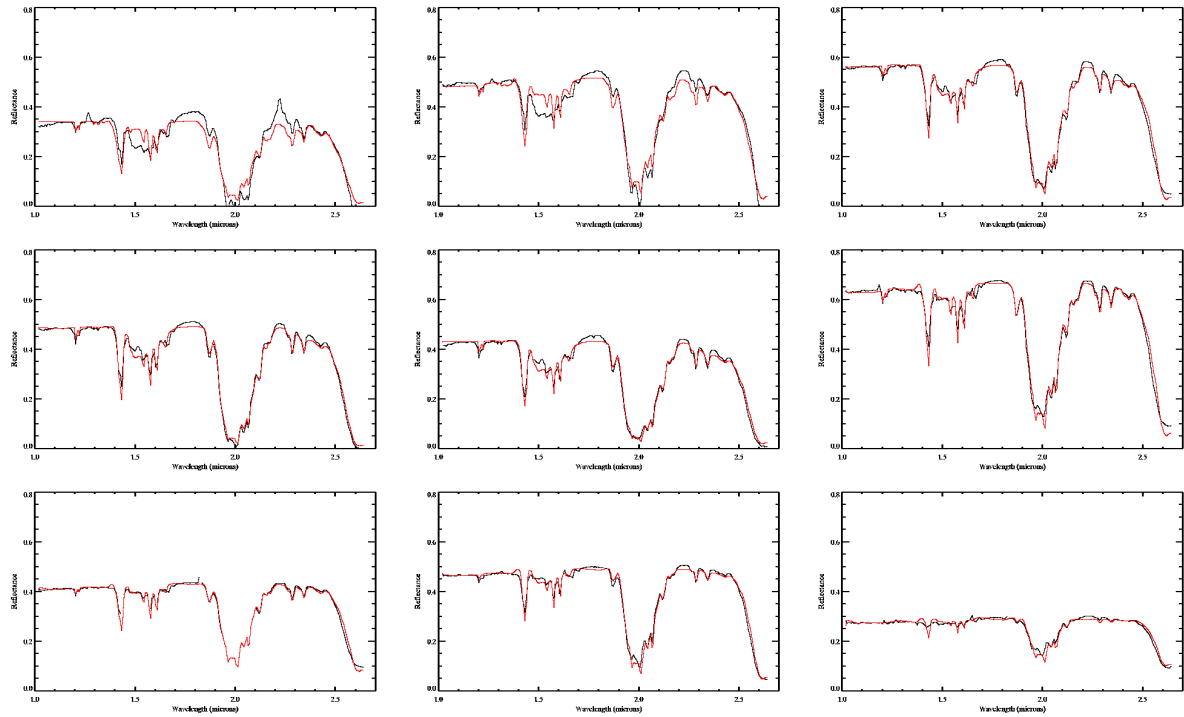


FIGURE 10.29 – Idem que la figure 10.26 pour le point CID.

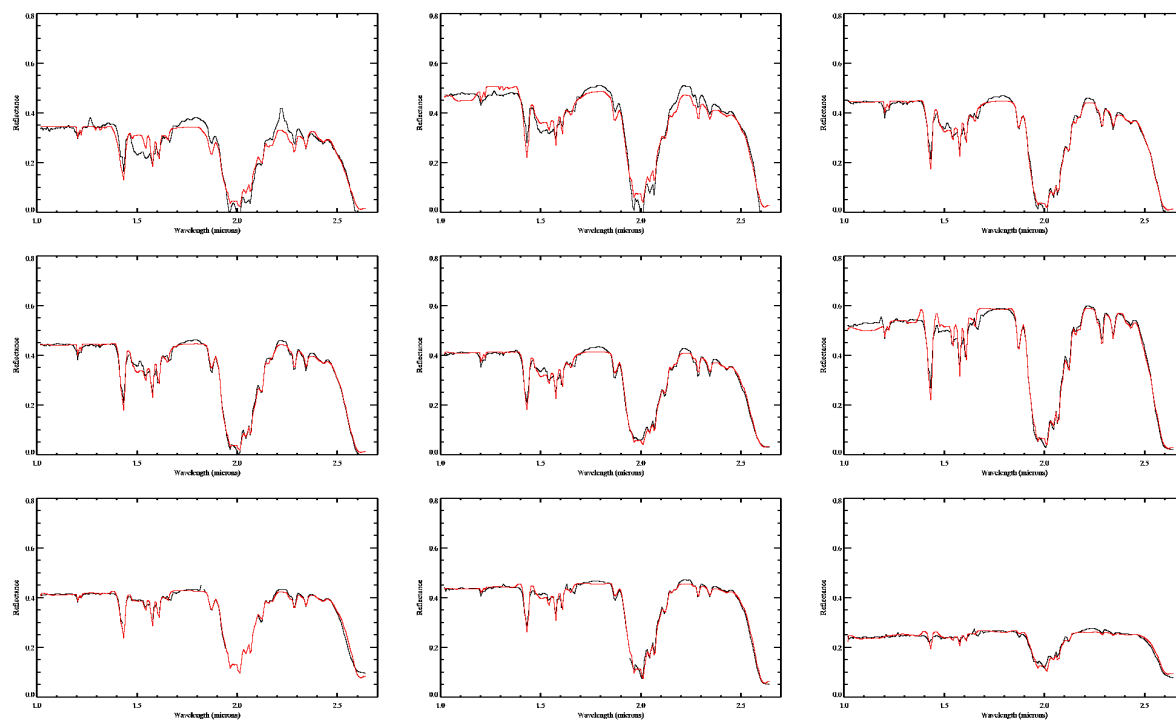


FIGURE 10.30 – Idem que la figure 10.26 pour le point TC.

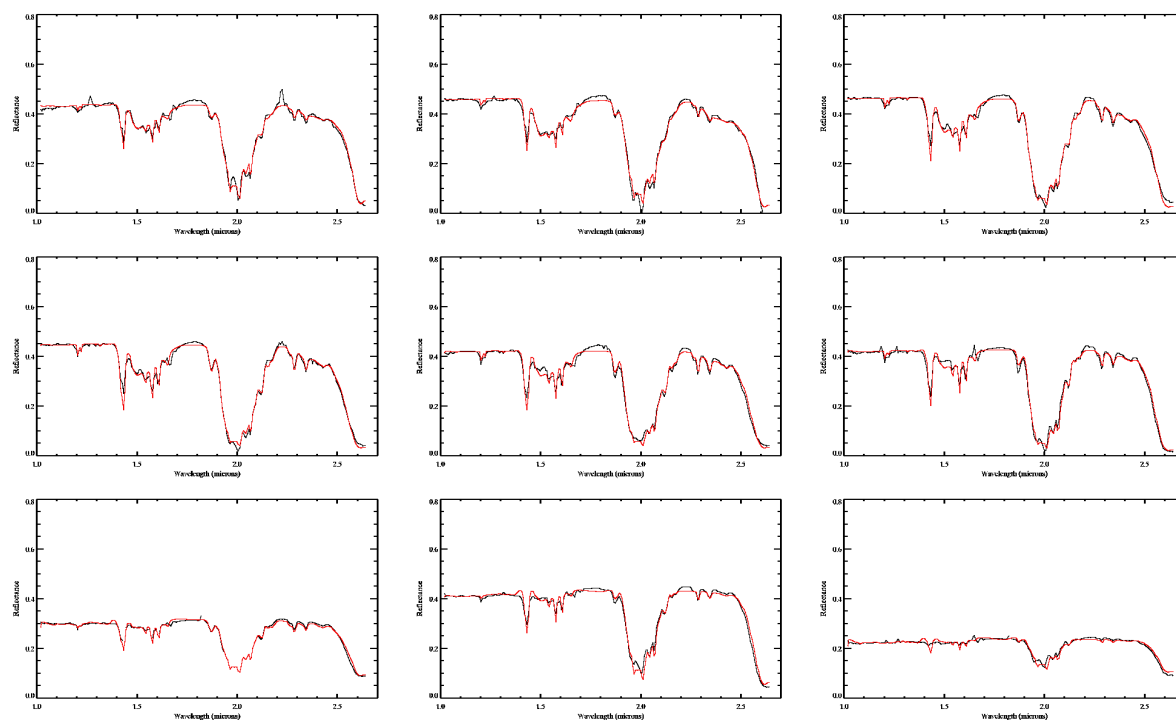


FIGURE 10.31 – Idem que la figure 10.26 pour le point TID.

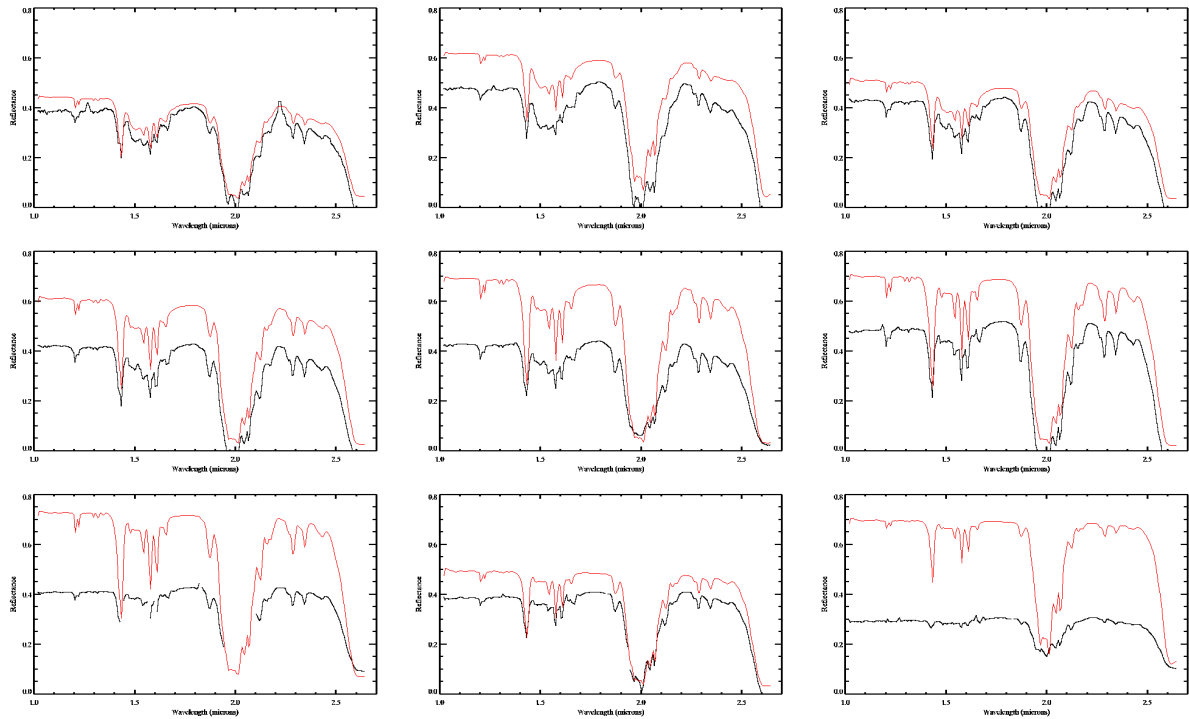


FIGURE 10.32 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6.

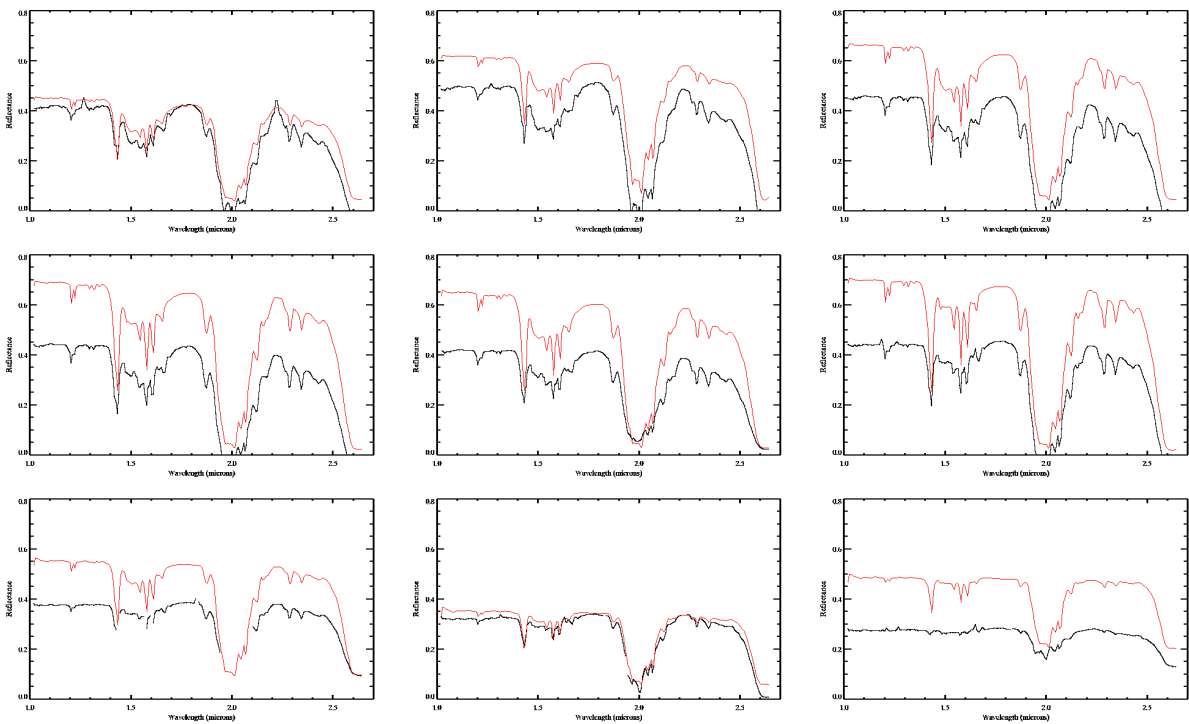


FIGURE 10.33 – Idem que la figure 10.32 pour le point CPE.

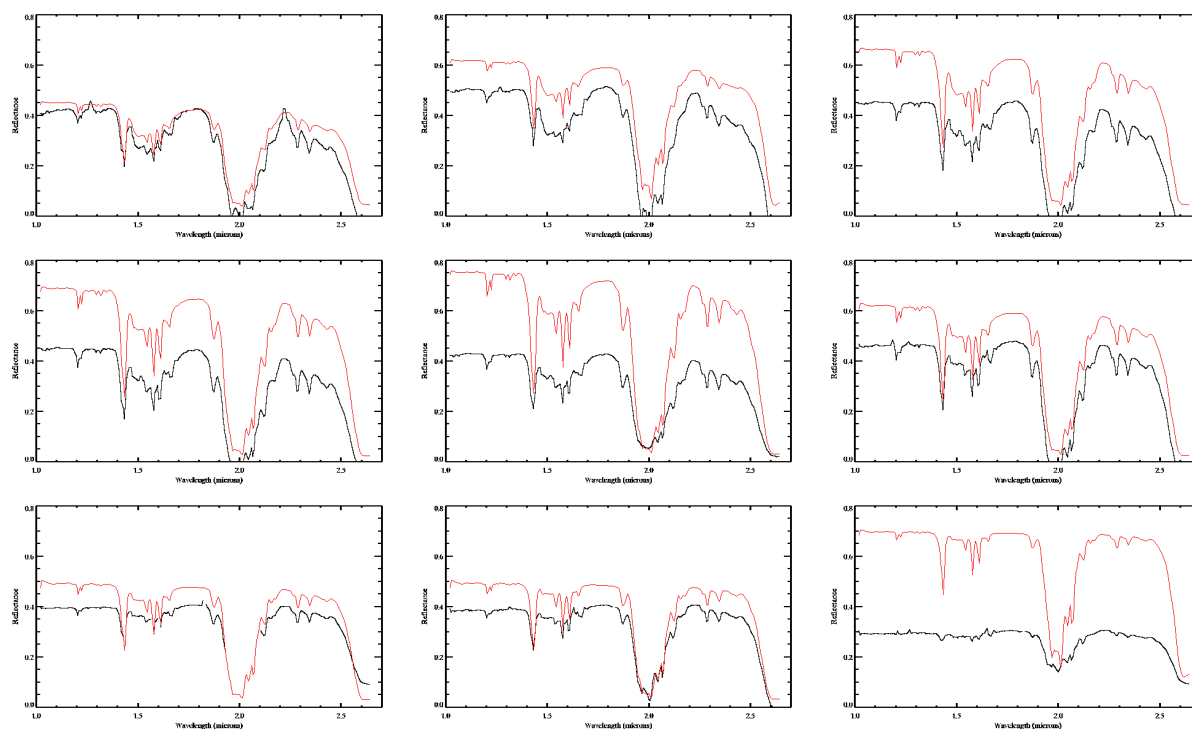


FIGURE 10.34 – Idem que la figure 10.32 pour le point CPO.

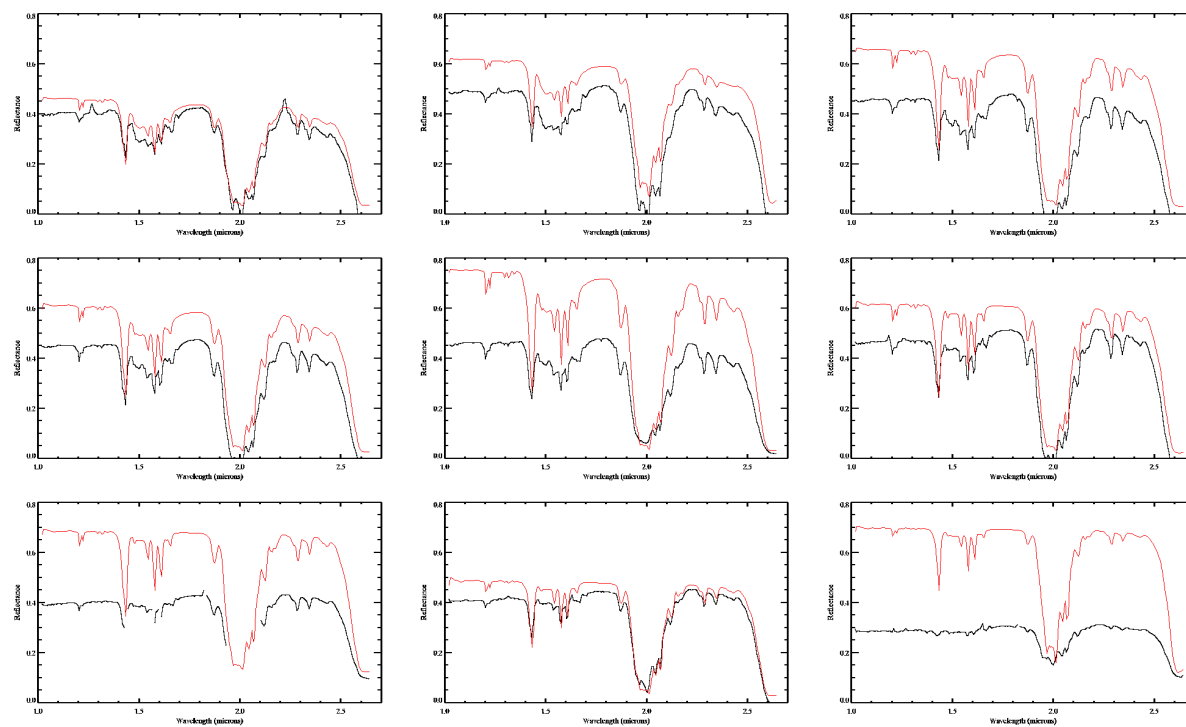


FIGURE 10.35 – Idem que la figure 10.32 pour le point CID.

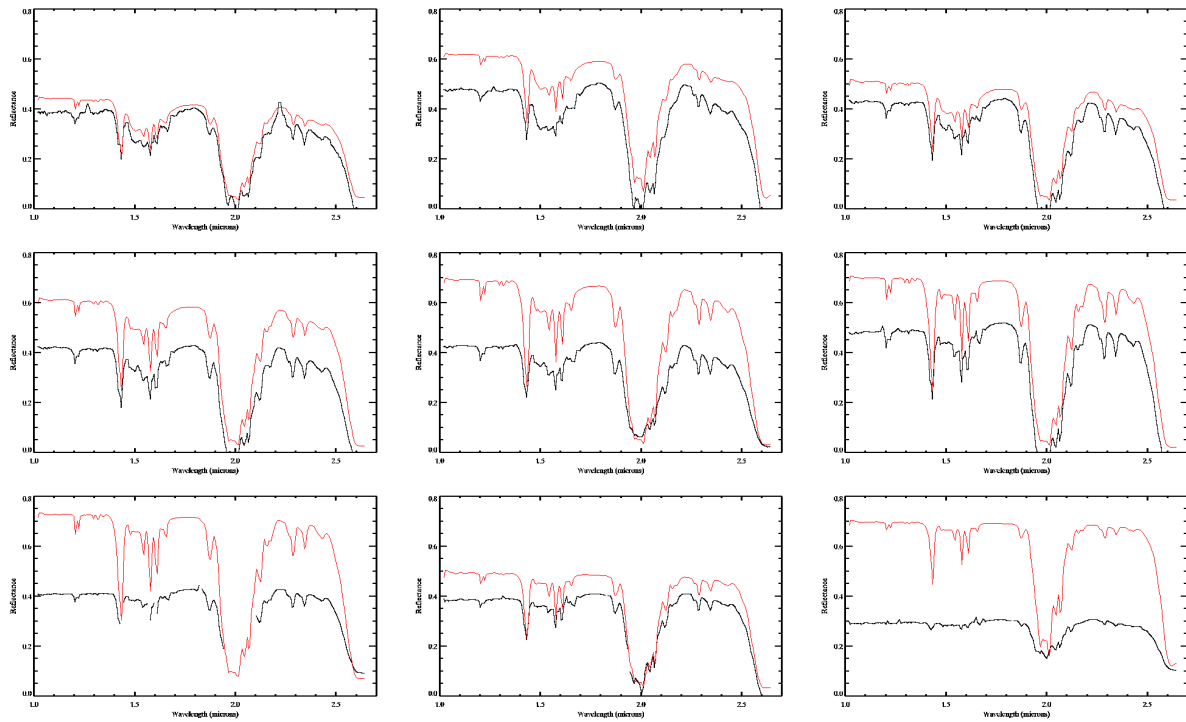


FIGURE 10.36 – Idem que la figure 10.32 pour le point TC.

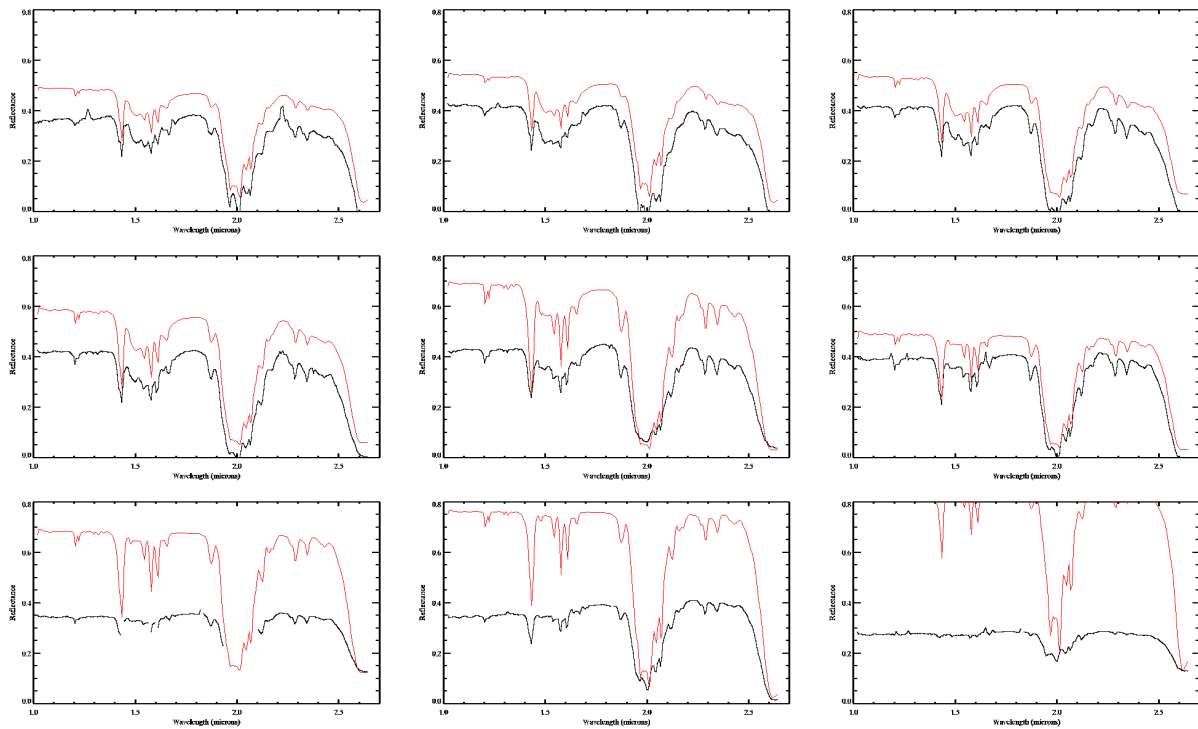


FIGURE 10.37 – Idem que la figure 10.32 pour le point TID.

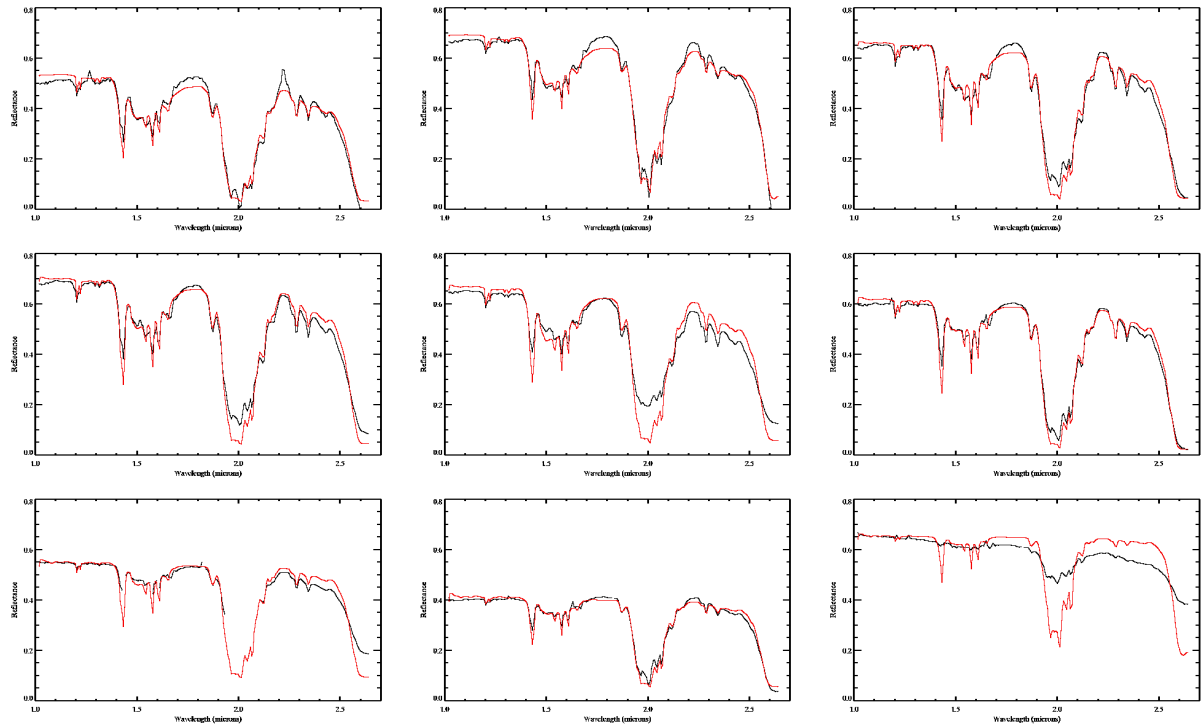


FIGURE 10.38 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4.

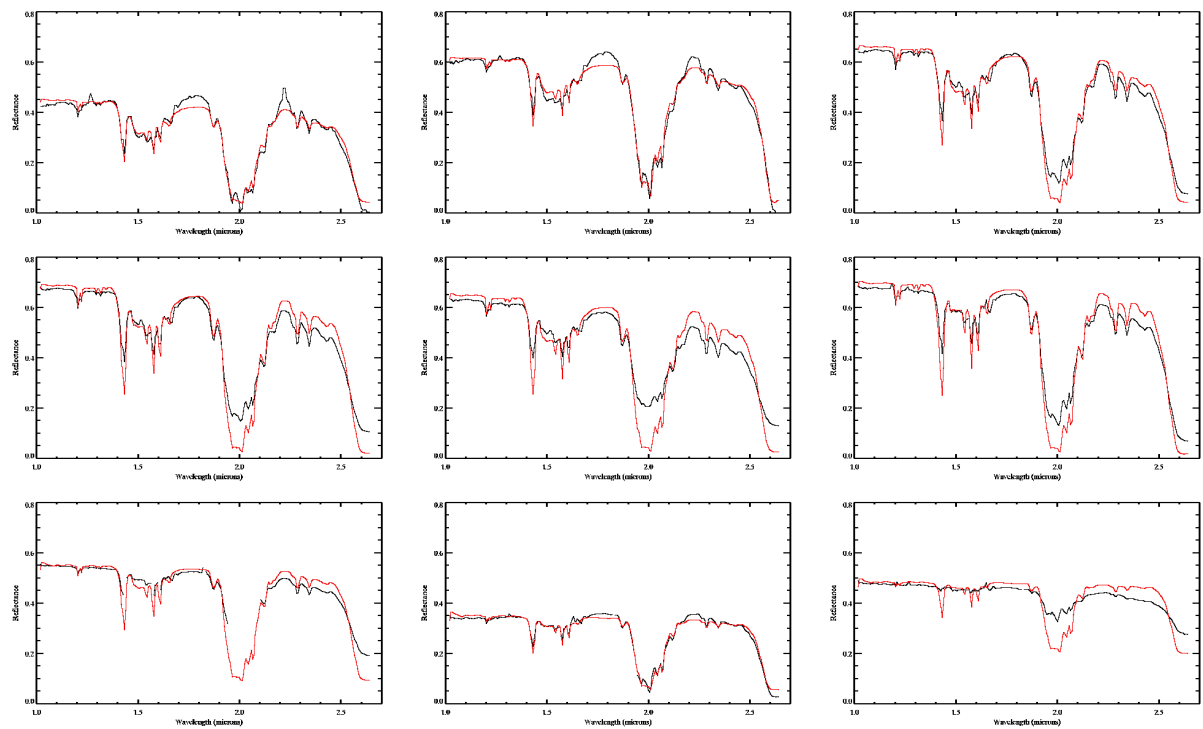


FIGURE 10.39 – Idem que la figure 10.38 pour le point CPE.



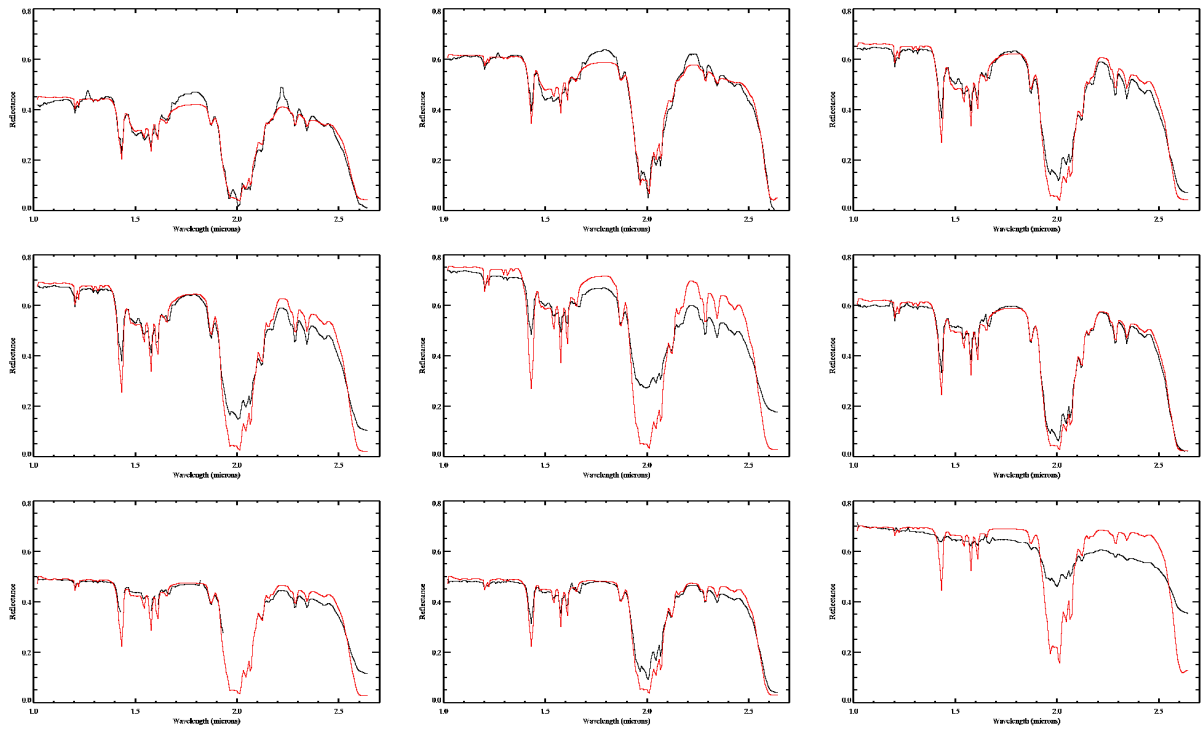


FIGURE 10.40 – Idem que la figure 10.38 pour le point CPO.

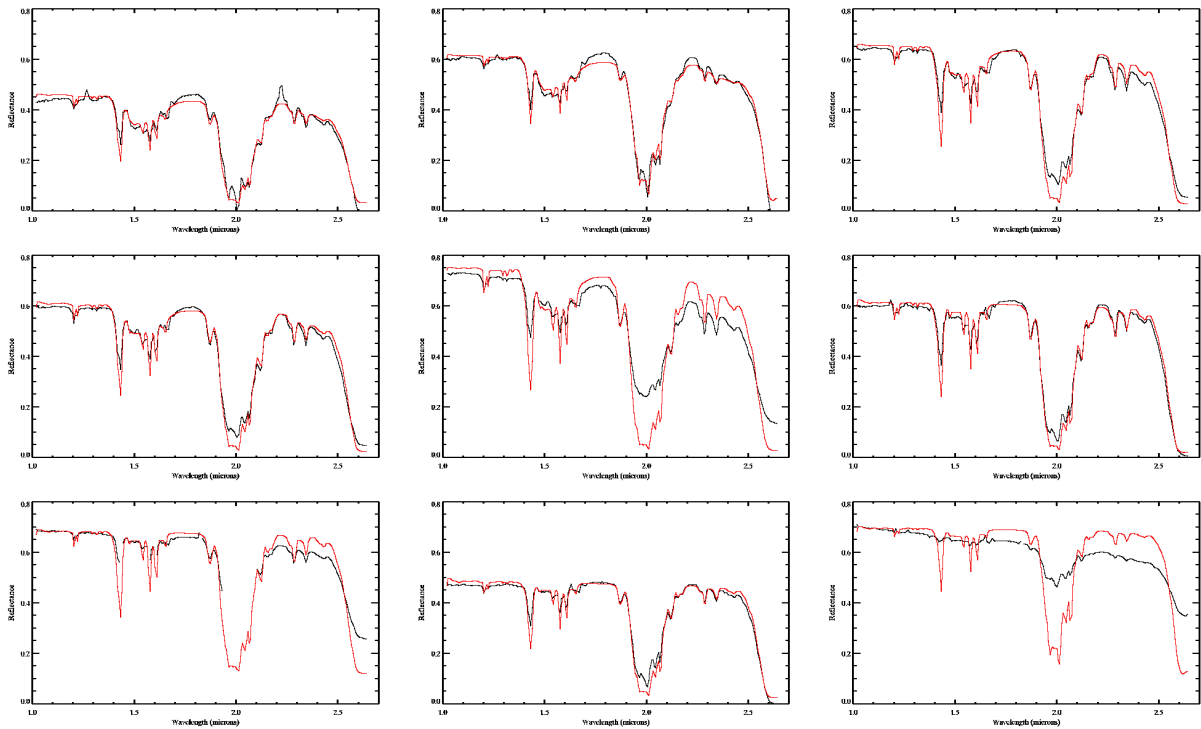


FIGURE 10.41 – Idem que la figure 10.38 pour le point CID.

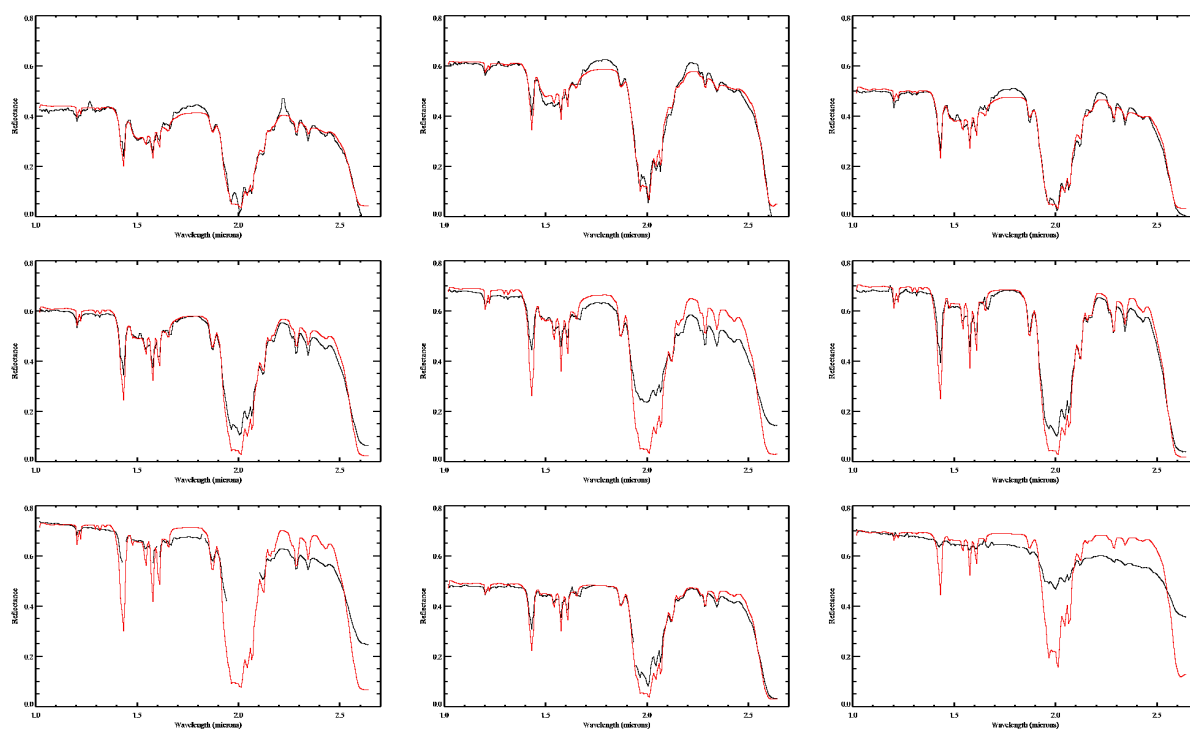


FIGURE 10.42 – Idem que la figure 10.38 pour le point TC.

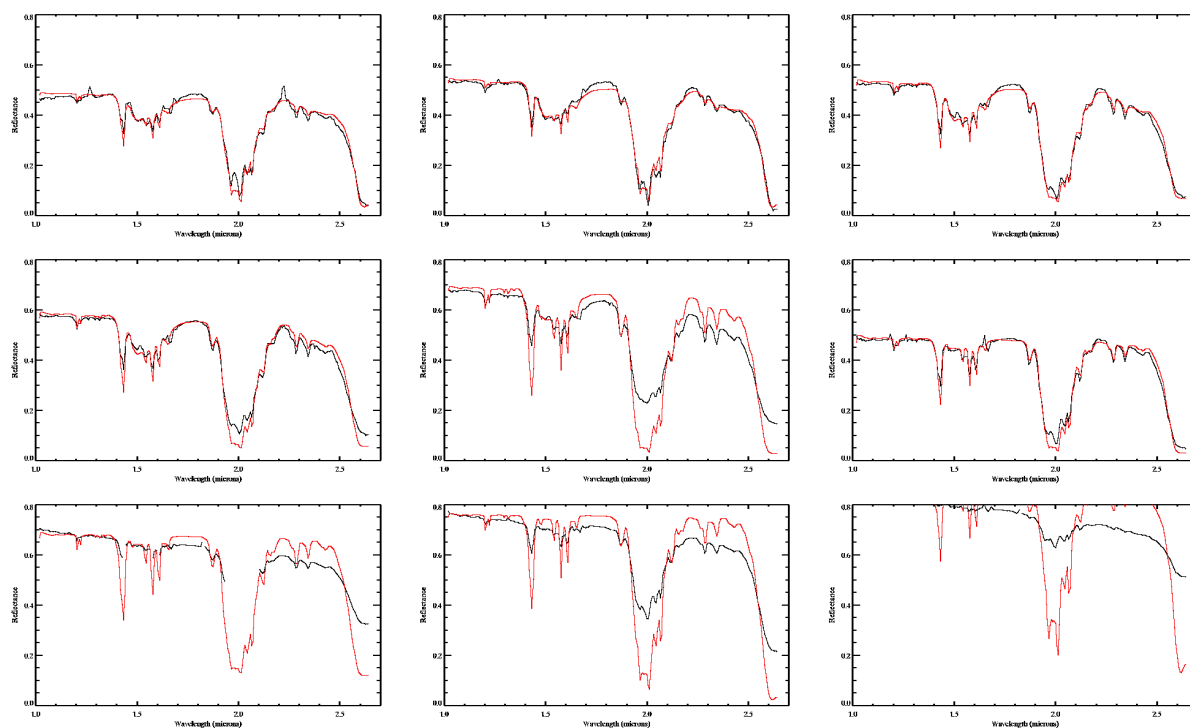


FIGURE 10.43 – Idem que la figure 10.38 pour le point TID.



Article relatif au modèle de transfert radiatif

# Radiative transfer model for contaminated rough slabs

FRANÇOIS ANDRIEU,<sup>1,\*</sup> SYLVAIN DOUTÉ,<sup>2,3</sup> FRÉDÉRIC SCHMIDT,<sup>1</sup> AND BERNARD SCHMITT<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>GEOPS, Univ. Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Rue du Belvédère, Bât. 509, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup>CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

\*Corresponding author: francois.andrieu@u-psud.fr

Received 26 May 2015; revised 28 July 2015; accepted 28 September 2015; posted 29 September 2015 (Doc. ID 241588); published 27 October 2015

We present a semi-analytical model to simulate the bidirectional reflectance distribution function (BRDF) of a rough slab layer containing impurities. This model has been optimized for fast computation in order to analyze massive hyperspectral data by a Bayesian approach. We designed it for planetary surface ice studies but it could be used for other purposes. It estimates the bidirectional reflectance of a rough slab of material containing inclusions, overlaying an optically thick media (semi-infinite media or stratified media, for instance granular material). The inclusions are assumed to be close to spherical and constituted of any type of material other than the ice matrix. It can be any other type of ice, mineral, or even bubbles defined by their optical constants. We assume a low roughness and we consider the geometrical optics conditions. This model is thus applicable for inclusions larger than the considered wavelength. The scattering on the inclusions is assumed to be isotropic. This model has a fast computation implementation and thus is suitable for high-resolution hyperspectral data analysis. © 2015 Optical Society of America

**OCIS codes:** (010.5620) Radiative transfer; (240.6490) Spectroscopy, surface; (110.4234) Multispectral and hyperspectral imaging; (240.5770) Roughness; (290.7050) Turbid media; (080.2468) First-order optics.

<http://dx.doi.org/10.1364/AO.54.009228>

## 1. INTRODUCTION

Hyperspectral imaging has become a major component in planetary surface observation over the past decades. Earth and other solar system bodies are now observed in various spectral ranges at various resolutions and from various heights. Numerous surface properties, such as grain sizes [1], surface roughness [2], snow specific surface area [3], or other physical properties [4,5] are determined using radiative transfer models to inverse spectro-imaging data.

As light comes across a surface it interacts in two major ways. It can be either absorbed or deviated (scattering, diffraction, refraction). The objective of this radiative transfer model is to describe the interactions using a realistic surface description. In such descriptions the reflectance of a surface is the result of multiple interactions with multiple irregular interfaces of different materials. The exact resolution of the radiative transfer equations turns out to be a highly difficult and time consuming problem. In this study, we consider the geometrical optics domain where the particles are much bigger than the wavelength. For example, in the visible and near-infrared range (400 nm–5 μm), we assume that the average particle size does not fall below 10 μm. This is, in general, valid for planetary surfaces

[6]. Ray-tracing algorithms [7–11] that simulate the very complex paths of millions of rays through these surfaces can show very accurate results, but they depend on a huge number of calculations and are highly time consuming, seriously limiting the interpretation of extensive hyperspectral images. We aim at a radiative transfer model that is fast enough to be able to deal with a vast amount of data, such as that in planetary spectro-imaging databases. It is then necessary to make further simplifying assumptions that enable the formulation of approximate analytic or semi-analytic solutions to the radiative transfer problem. A possible simplification is to consider that the radiative properties inside a media can be described statistically only using local mean properties of scattering and absorption [12–14]. The media is assumed to be homogenous at a mesoscopic scale. Another classical simplifying assumption considered in such problems is the two stream approximation [12,13,15]. It has been shown that, under certain conditions, it did not affect the solution too much compared to more accurate studies, but simplifies greatly the calculations [16,17]. To describe the reflectance of a surface, one also has to consider the geometry of illumination and observation. In our approach, these photometric effects are modeled by the properties of the

interface between the media and the exterior. The roughness of this interface may have a significant influence on the reflectance of the surface [18,19]. These properties of roughness can also be statistically described using only one or a few parameters. Shkuratov *et al.* [14] and Hapke [13] developed analytical radiative transfer models for granular media that are able to simulate the bidirectional reflectance of various granular surfaces. When the media can be considered as homogeneous and optically thick, numerically exact and computer efficient methods exist to solve the radiative transfer vector [20].

If the media cannot be described as homogenous, it is possible to consider it piecewise continuous, constituted of homogeneous strata. It is the case, for example, in the atmosphere or stratified surfaces. A family of models describe the radiative transfer in stratified media, such as the DISORT algorithm [21,22]. In these discrete-ordinate modelings, each layer is considered as homogenous and the total reflectance is calculated iteratively by adding the contribution of each layer. This method has also been adapted to the study of the ocean-atmosphere coupled system with a rough surface [23].

Starting from Hapke model, improving it, and combining it with a multilayer method [21], Douté *et al.* has also developed a model for stratified granular surfaces [24]. Using the same strategy, we developed a semi-analytical radiative transfer model for a compact layer (solid matrix containing inclusions) overlaying an optically thick granular layer. This two-layer approach does not require an iterative DISORT-like method, but only adding coupling formulas. Therefore, the solution to the radiative transfer problem in this model remains analytical. This is a crucial point, as an analytical solution means the possibility of a very fast computation. Only two parameters in the calculation are estimated using a semi-analytic integration (see Section 6). The aim of this model is to propose the best compromise between accuracy and computation time in order to be used in a massive data analysis framework that has been developed based on a fast Bayesian approach [25]. This model is founded on three major assumptions: (i) the geometric optics conditions are observed, (ii) the medium is piecewise continuous, and (iii) the inclusions are close to spherical and homogeneously distributed in the matrix. On Earth, natural ice slabs in glaciers, sea ice, or lake ice contain close to spherical inclusion, such as sand or bubbles.

## 2. RADIATIVE TRANSFER MODEL

We decompose the reflectance  $R_{\text{tot}}$  of the surface into two distinct contributions, specular and diffuse, as follows:

$$R_{\text{tot}} = R_{\text{spec}} + R_{\text{Diff}}. \quad (1)$$

$R_{\text{spec}}$  will be determined in Section 4 and  $R_{\text{Diff}}$  in Section 5. To determine the specular contribution, a description of the surface must be made. This is the purpose of Section 3, where the probability distribution function of slopes  $a(\theta, \zeta)$  is introduced. We chose the description developed by Hapke [26], as it well describes the statistic distribution of slopes in the approximation of small angles using only one parameter.

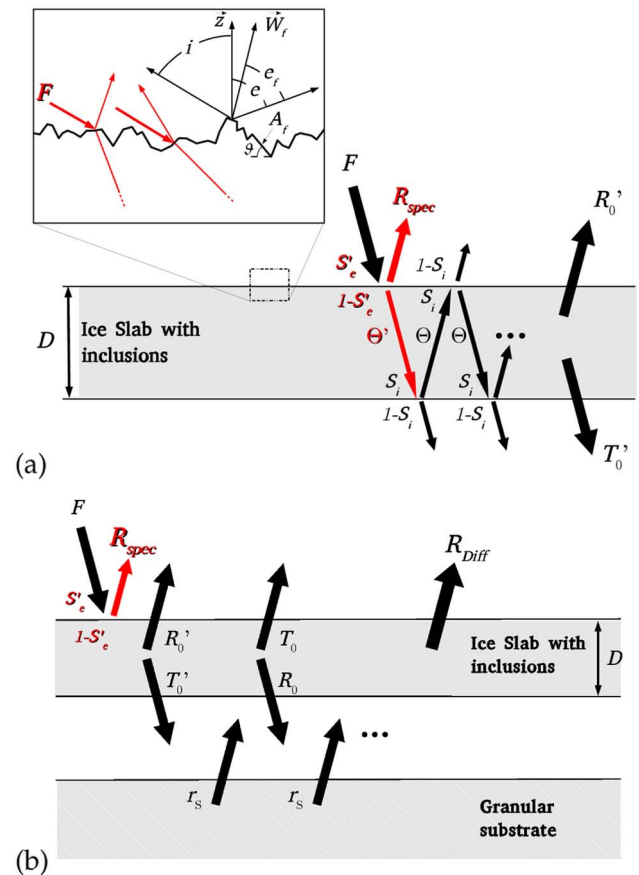
The calculation of the specular contribution in Section 4 will then be based on this description and the geometric condition considered. We consider a collimated incident radiation

at an incident angle  $i$ . The specular reflection of rough surfaces have been studied in various cases [2,26–29]. We use the same general idea of these methods, describing the rough surface as constituted of multiple unresolved facets. The specular contribution will result from the integration of the specular reflections on the facets in the solid angles considered (i.e., the light source and the detector), as described in Fig. 1(a). Finally, Section 4 leads to the following expression for the specular contribution to the reflectance,

$$R_{\text{spec}}(i, e, \psi) = \frac{1}{\Omega_S} \iint_{\Omega_S} R_{\text{spec}}^i(i, e, \psi) |\det J_{g_e}(i, \psi)| \sin i di d\psi, \quad (2)$$

where  $i$ ,  $e$ , and  $\psi$  are, respectively, the incidence, emergence, and azimuth angles,  $\Omega_S$  is the aperture of the source,  $|\det J_{g_e}(i, \psi)|$  is the Jacobian of a geometric transformation described at the end of Section 4, and  $R_{\text{spec}}^i(i, e, \psi)$  is the specular contribution considering a point source and is described by Eq. (15).

The diffuse contribution is estimated in Section 5. It is the result of the multiple transits, reflections, refractions, absorptions, and diffusions in the surface, as illustrated in Fig. 1.



**Fig. 1.** Illustration of the radiative transfer in a rough slab. (a) Radiative transfer for a slab ice layer only. Anisotropic transits are represented in red and named with a prime. On the top left: illustration of the reflections and transmissions at the first interface used in the calculations of variables  $S_e'$ ,  $\Theta'$ , and  $\Theta$ . (b) Illustration of the adding coupling. The granular and slab layers are artificially separated in this figure to help with the understanding of the coupling.

The determination of  $R_{\text{Diff}}$  requires the calculation of various quantities and is summarized in the header of Section 4. The first step is to characterize the total reflection coefficient  $S'_e$  at the first rough interface that determines the amount of energy transmitted to the slab. It is obtained in Section A by integrating the specular contributions in every emergent direction at a given incidence. We then consider that the first transit through the slab is anisotropic (collimated) and that there is an isotropization at the second rough interface (i.e., when the radiation reaches the semi-infinite substrate). For the refraction and the internal reflection, every following transit is considered isotropic. A transit means that the radiation passes from one interface of the slab layer to another. This strong approximation was experimentally supported by recent experimental work [25]. The diffuse contribution is obtained using an analytical estimation of Fresnel coefficients [24,30] and a simple statistical approach described in Section 5.D.3. The contribution of the semi-infinite substrate is estimated using the Hapke model [31]. Finally, we consider that the slab is under a collimated radiation from the light source and under a diffuse radiation from the granular substrate. We determine the resulting diffuse reflectance by solving the radiative transfer problem in the slab, under the approximations noted in the Introduction, and using adding doubling formulas; we express the total diffuse reflectance of the slab over a granular substrate as

$$R_{\text{Diff}} = R'_0 + \frac{T'_0 T_0 r_s}{1 - R_0 r_s}. \quad (3)$$

where  $r_s$  is the Lambertian reflectance of the granular substrate,  $R'_0$  and  $T'_0$  are the total reflection and transmission factor of a slab under the collimated illumination determined in Section 5.E.1 Eqs. (54) and (55), and  $R_0$  and  $T_0$  are the total reflection and transmission factor of a slab under isotropic illumination determined in Section 5.E.2 Eqs. (56) and (57). This process is illustrated in Fig. 1(b).

### 3. SURFACE ROUGHNESS—FACET DISTRIBUTION

The first step is to describe the roughness of the surface. We consider that it is composed of  $N$  facets that are not resolved, with  $N \gg 1$ . The distribution of the slopes of these facets follows a probability density  $a(\vartheta, \zeta)$ , where  $\vartheta$  is the zenithal angle between the normal to the facet and the local vertical direction, and  $\zeta$  is the azimuthal angle. To make our approach as general as possible, we chose to describe the surface as randomly rough. Such a roughness has already been widely studied (see, for example, [2,26–29,32] and the reference cited in these papers). These studies show that a slope distribution that is close to Gaussian with  $\tan \vartheta$  is a good description of the surface. Such a description combines simplicity and efficiency in reproducing the photometric variations. For the sake of simplicity, and because it is widely used in the literature, we chose the probability distribution function [26]

$$a(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{\pi^2 \tan^2 \bar{\vartheta}} \exp \left( -\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \bar{\vartheta}} \right) \sec^2 \vartheta \sin \vartheta, \quad (4)$$

where

$$\tan \bar{\vartheta} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(\vartheta) \tan \vartheta d\vartheta. \quad (5)$$

It is assumed that the azimuthal distribution is uniform. The angle  $\bar{\vartheta}$  representing the mean slope angle completely characterizes the facet orientations and the surface roughness. This slope distribution considers the case of small  $\vartheta$ . Practically, the threshold of validity can be determined depending on the level of tolerance [see Figs. (5) and (6)]. The expression of  $a(\vartheta, \zeta)$  could be adapted in the future to extend the study to any type of terrain, as discussed in Section 4.A.

### 4. SPECULAR REFLECTANCE

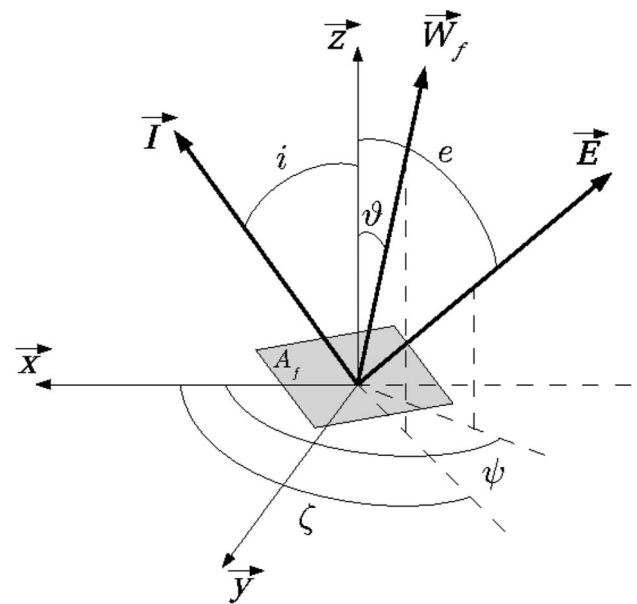
In this part we determine the specular contribution to the reflectance at the detector. We first establish the relations between the orientation  $(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}})$  of a facet that is in specular conditions and the geometry of observation  $(i, e, \psi)$ , where  $i$ ,  $e$ , and  $\psi$  are, respectively, the incidence, emergence, and azimuth angles (see Fig. 2). The total specular contribution is obtained by integrating these relations, taking into account the geometry variations within one pixel and the statistics of the slopes  $a(\vartheta, \zeta)$ .

#### A. Specular Conditions for One Facet

For one facet  $A_f$  to satisfy the specular reflection conditions, its normal  $\vec{W}_f$  must respect (see Fig. 2)

$$\vec{E} = -\vec{I} + 2\langle \vec{I} | \vec{W}_f \rangle \cdot \vec{W}_f, \quad (6)$$

where the operator  $\langle | \rangle$  represents the scalar product. If we express Eq. (6) in the  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  coordinates, we obtain



**Fig. 2.** Local coordinate system  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  is centered at the slab surface, with the  $\vec{z}$  axis vertically upward and the  $\vec{x}$  axis horizontally toward the light source.  $\vec{I}$  and  $\vec{E}$  are respectively the incident and emergent directions.  $\vec{W}_f$  is the normal to the facet  $A_f$ .



$$\begin{cases} x_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{\text{spec}} \cos \zeta_{\text{spec}} + \cos \vartheta_{\text{spec}} \cos i) \sin \vartheta_{\text{spec}} \cos \zeta_{\text{spec}} - \sin i, \\ y_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{\text{spec}} \cos \zeta_{\text{spec}} + \cos \vartheta_{\text{spec}} \cos i) \sin \vartheta_{\text{spec}} \sin \zeta_{\text{spec}}, \\ z_e = 2(\sin i \sin \vartheta_{\text{spec}} \cos \zeta_{\text{spec}} + \cos \vartheta_{\text{spec}} \cos i) \cos \vartheta_{\text{spec}} - \cos i, \end{cases} \quad (7)$$

where  $x_e = \sin e \cos \psi$ ,  $y_e = \sin e \sin \psi$ , and  $z_e = \cos e$  are the coordinates of the emergent vector  $\vec{E}$  in the  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  frame. This leads to

$$\begin{cases} \tan^2 \vartheta_{\text{spec}} = \frac{\sin^2 i + \sin^2 e + 2 \sin i \sin e \cos \psi}{(\cos i + \cos e)^2}, \\ \cos \zeta_{\text{spec}} = \frac{1}{\sin i \tan \vartheta_{\text{spec}}} \left( \frac{\cos i + \cos e}{2} (1 + \tan^2 \vartheta_{\text{spec}}) - \cos i \right), \\ \sin \zeta_{\text{spec}} = \frac{\sin e \sin \psi}{(\cos i + \cos e) \tan \vartheta_{\text{spec}}}. \end{cases} \quad (8)$$

### B. Expression of the Specular Reflectance for One Pixel

We consider a pixel of area  $A$  formed of  $N$  facets of the same area  $A_f$ , with  $N \gg 1$ , that are orientated according to the probability density  $a(\vartheta, \zeta)$ , as detailed in Section 3. The number of facets satisfying the specular reflection conditions defined in Section 4.A will be  $\iint_{\mathcal{H}_C} N a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) d(\vartheta, \zeta)$ , where  $\mathcal{H}_C$  is the set of values  $(\vartheta, \zeta)$  satisfying the simultaneous Eqs. (8) within the range of observation geometries. Indeed, there is a range of different geometries of observation within one instruments' pixel. Let  $\chi_c$  be the emergence variations within a pixel. The facet orientation satisfying the specular conditions for this geometry is  $(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}})$ , given by Eqs. (8). At incidence  $i$  there is a range of orientations that satisfy the specular conditions within a pixel that is centered at  $(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}})$  and has the size  $\delta(\vartheta, \zeta)$ .  $\delta(\vartheta, \zeta)$  is determined using a function

$$g_i: \begin{pmatrix} e \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(e, \psi) = \vartheta \\ g_2(e, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$$

that transforms  $(e, \psi)$  into  $(\vartheta, \zeta)$ , for the incident angle  $i$ . Not every facet that satisfies these conditions will send energy to the captor. Indeed, the roughness of the surface introduces a shadowing of the scene; some facets will not receive incident light, or will not be visible by the captor, or both. A shadowing factor  $S'$  must be introduced at this point. Let  $N_{\text{spec}}$  be the number of facets that satisfy both the geometrical condition defined in Section 4.A and the visibility condition

$$N_{\text{spec}} = \iint_{\mathcal{H}_C} N a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) d(\vartheta, \zeta), \quad (9)$$

where  $S'(i, e, \psi, \bar{\theta})$  is a shadowing factor that depends on the geometry of observation and the roughness of the surface [26]. Each one of these  $N_{\text{spec}}$  facets receives an incident power  $P_i$  and sends back a reflected power  $P_r$ ,

$$P_i = F A_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right), \quad (10)$$

$$P_r = P_i r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right), \quad (11)$$

$F$  being the incident power flux (e.g., solar flux) in the radiation direction,  $A_f \cos(\frac{\alpha'}{2})$  is the projection of the facet in the plane orthogonal to the incident radiation, and  $r_f(\frac{\alpha'}{2})$  is the Fresnel

reflection coefficient in energy at the phase angle  $\alpha'$ ,  $r_f(\alpha) = R_{\perp}^2(\alpha) + R_{\parallel}^2(\alpha)$ . As  $\alpha'$  does not depend on the facets orientations, all these specular reflections will result in a specular power  $P_{\text{spec}} = N_{\text{spec}} P_r$ , thus

$$P_{\text{spec}}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_C} N F A_f \cos\left(\frac{\alpha'}{2}\right) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) \times a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) d(\vartheta, \zeta). \quad (12)$$

The reflectance factor  $R$  is the ratio between the bidirectional reflectance  $r$  of the surface and the one  $r_L$  of a perfectly Lambertian surface, thus  $R = \pi \frac{r}{\cos i}$ . The bidirectional reflectance  $r$  is the ratio between the radiance  $L$  of the surface and the collimated incident power perpendicular to the incident direction. Thus  $r = \frac{L}{F}$  is the ratio between the radiance, with  $L = \frac{P}{\Omega_c A \cos e}$ ,  $A$  being the illuminated surface and  $\Omega_c$  is the solid angle subtended by a pixel. Finally,  $R_{\text{spec}} = \pi \frac{r_{\text{spec}}}{\cos i} = \pi \frac{L_{\text{spec}}}{F \cos i} = \pi \frac{P_{\text{spec}}}{\Omega_c A F \cos i \cos e}$ , thus

$$R_{\text{spec}}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_C} \pi \frac{N A_f \cos(\frac{\alpha'}{2})}{\Omega_c A \cos i \cos e} S'(i, e, \psi, \bar{\theta}) \times r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) d(\vartheta, \zeta), \quad (13)$$

where  $\Omega_c$  is the solid angle subtended by an instrument's pixel.  $A$  is the sum of the horizontal projections of all the facets,  $A = N A_f \langle \cos \vartheta \rangle$ . The term  $\langle \cos \vartheta \rangle$  is included in the shadowing function  $S(i, e, \psi, \bar{\theta})$  described by Hapke [26]. Thus, we can simplify Eq. (13) as

$$R_{\text{spec}}(i, e, \psi, \bar{\theta}) = \iint_{\mathcal{H}_C} \pi \frac{\cos(\frac{\alpha'}{2})}{\Omega_c \cos i \cos e} S(i, e, \psi, \bar{\theta}) \times r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) d(\vartheta, \zeta), \quad (14)$$

where  $d(\vartheta, \zeta)$  is derived from the integration angles  $e$  and  $\psi$  that are the emergence and azimuth angles. There is a bijection between  $\Omega_c$  and  $\mathcal{H}_C$  because the simultaneous Eqs. (8) admit a unique solution for every  $(e, \psi)$ . Considering that the incidence angle  $i$  is a constant, we can rigorously express  $R_{\text{spec}}^i$  as

$$R_{\text{spec}}^i(i, e, \psi) = \frac{\pi}{\Omega_c} \iint_{\Omega_c} \frac{\cos(\frac{\alpha'}{2})}{\cos i \cos e} S(i, e, \psi, \bar{\theta}) r_f\left(\frac{\alpha'}{2}\right) \times a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) |\det J_{g_i}(e, \psi)| de d\psi, \quad (15)$$

where  $|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  is the Jacobian of the function  $g_i$ . This expression in Eq. (15) assumes that incidence  $i$  is a constant. In reality, the light source is almost never completely collimated, but ranges inside a solid angle (e.g., : the solar disk). Let  $\Omega_S$  be the solid angle of the source. The integration over the source directly leads to the expression given in Section 2,



$$R_{\text{spec}}(i, e, \psi) = \frac{1}{\Omega_S} \iint_{\Omega_S} R_{\text{spec}}^i(i, e, \psi) |\det J_g(i, \psi)| \sin i d\psi, \quad (16)$$

where  $|\det J_g(i, \psi)|$  is the Jacobian of the function

$$g_e: \begin{pmatrix} i \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(i, \psi) = \vartheta \\ g_2(i, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$$

that transforms  $(i, \psi)$  into  $(\vartheta, \zeta)$  for the given emergence angle  $e$ .

## 5. DIFFUSE REFLECTANCE

We consider a two-layer model, with a slab overlaying a semi-infinite granular substrate. The collimated radiation from the light source is transmitted to the slab with an external reflection coefficient  $S'_e$  (the prime here represents the anisotropy). We assume an isotropization at the second interface. The slab is modeled as a compact isotropic and homogeneous matrix. It contains inclusions that are close to spherical and not identical to the matrix. The inclusions are the main contributors to the scattering of radiation in the layer. They are distributed sparsely and homogeneously in the matrix. The determination of the Fresnel coefficients at the interface matrix/inclusion or inclusion/matrix is a key to estimating the transmission and reflection factors of the layer. An internal and external reflection coefficient  $S_{ik}$  and  $S_{ek}$  for each type of inclusion  $k$  must be defined.

In this part we describe the radiative transfer in the media. First we will characterize the transmission of light into the slab. By energy conservation this is equivalent to calculating the total reflected power which, normalized by the incident energy, stands for the reflection coefficient (Section 5.A). Then we will describe the scattering of light by the inclusions during the transfer through the slab. This requires the calculation of the external and internal reflection coefficients of these inclusions (Section 5.B). Once the basic optical properties of the inclusions are known, we can consider fluxes of energy within the whole slab that will be governed by the local radiative properties of the slab (Section 5.D). Solving this radiative transfer problem within the slab with an upper and lower optical interface will give the overall reflection and transmission factors of the slab (Section 5.E). Finally, the radiative interactions of the two layers (substrate and slab) are considered and solved by adding doubling, leading to the final result (Section 5.F).

### A. Reflection Coefficients for the Slab

#### 1. Anisotropic Case

Let  $S'_e$  be the external reflection coefficient in a collimated case (interface atmosphere/ice matrix). It corresponds to the ratio between the incident power  $P_i$  and the total reflected power in every direction  $P_r^{\text{tot}}$ . The total reflected power can be estimated integrating the specular contributions for every emerging direction at the given incidence angle  $i$ ,

$$S'_e = \frac{\iint_{2\pi} dP_{\text{spec}}}{AF \cos i}, \quad (17)$$

$dP_{\text{spec}}$  being the specular contribution in a given geometry. Using Eq. (12), the expression of  $S'_e$  becomes

$$S'_e = \iint_{\mathcal{H}} \frac{\cos(\frac{\alpha'}{2}) r_f(\frac{\alpha'}{2}) a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) S(i, e, \psi, \bar{\vartheta})}{\cos i} d(\vartheta, \zeta), \quad (18)$$

where  $\mathcal{H}$  is the set of values taken by  $\vartheta$  and  $\zeta$  throughout the integration. Exactly like in Section 5.B,  $d(\vartheta, \zeta)$  is derived from the integration angles  $e$  and  $\psi$  that are the emergence and azimuth angles. There is now a bijection between  $\mathcal{B}$  and  $\mathcal{H}$ ,  $\mathcal{B}$  being the superior hemisphere that is the domain of variation of  $e$  and  $\psi$ . Considering that the incidence angle  $i$  is a constant, we can express  $S'_e$  as

$$S'_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\frac{\alpha'}{2}) r_f(\frac{\alpha'}{2}) a(\vartheta_{\text{spec}}, \zeta_{\text{spec}}) S(i, e, \psi, \bar{\vartheta})}{\cos i} \times |\det J_{g_i}(e, \psi)| d\psi, \quad (19)$$

where  $|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  is the Jacobian of the function

$$g_i: \begin{pmatrix} e \\ \psi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} g_1(e, \psi) = \vartheta \\ g_2(e, \psi) = \zeta \end{pmatrix}$$

that transforms  $(e, \psi)$  into  $(\vartheta, \zeta)$  for the incident angle  $i$ .

The internal reflection coefficient  $S'_i$  in a collimated case at the interface ice matrix/atmosphere is not considered as we suppose an isotropization of the radiation at the second interface (ice/granular regolith).

#### 2. Isotropic Case

In the isotropic case, the internal reflection coefficient  $S_i$  is obtained integrating the Fresnel equations at the surface for all geometries,

$$S_i = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_f(\alpha) \cos \alpha d\alpha, \quad (20)$$

where  $r_f(\alpha)$  is the Fresnel reflexion coefficient for an incidence angle  $\alpha$  and will be detailed later (see Section 5.C).

The external reflection coefficient  $S_e$  is estimated the same way:

$$S_e = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_f(\alpha) \cos \alpha d\alpha. \quad (21)$$

### B. Reflection Coefficients for the Inclusions

In the case of a close to spherical inclusion of the type  $k$ , the internal reflection coefficient  $S_{ik}$  is obtained in the usual fashion, integrating the Fresnel equations (see [31] Hapke, 2012, Section 5.4.4, pp.78–95):

$$S_{ik} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_f(\alpha) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (22)$$

For the estimation of the external reflection coefficient  $S_{ek}$ , a differential absorption factor is taken into account. Indeed, as we deal with inclusions in an absorbing matrix, the parallel rays we consider in the integration touch the inclusion after different optical paths. For a ray that touches the inclusion with an incidence  $\alpha$ , the differential path length in the matrix is  $\nu = \rho_k \cos \alpha$ , where  $\rho_k$  is the radius of the spherical inclusion. Thus, the differential absorption factor is  $e^{-a_m \rho_k (1 - \cos \alpha)}$ , where  $a_m$  is the absorption coefficient of the matrix. Writing the matrix's optical index  $n_m + ik_m$ , the dispersion relation gives  $a_m = \frac{4\pi}{\lambda} k_m$ . Finally, the external reflection coefficient  $S_{ek}$  at the interface matrix/inclusion is

$$S_{ek} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_f(\alpha) e^{-a_m \rho(1-\cos \alpha)} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (23)$$

This differential absorption effect is already taken into account in the expression of  $r_f(\alpha)$  in the case of the internal reflection at the interface inclusion/matrix.

### C. Fresnel Coefficients

The Fresnel reflexion coefficient in energy  $r_f$  is derived from Snell's law (see [31] Hapke, 2012, Section 4.3, pp. 46–60). Only the intensity of the radiation is considered in this model, but for the sake of readability we will express  $r_f$  as the combination of the Fresnel reflectivities for perpendicular and parallel polarization  $r_f = R_{\perp}^2 + R_{\parallel}^2$ , with

$$R_{\perp}(\alpha) = \frac{(\cos \alpha - \mathcal{G}_1)^2 + \mathcal{G}_2^2}{(\cos \alpha + \mathcal{G}_1)^2 + \mathcal{G}_2^2}, \quad (24)$$

$$R_{\parallel}(\alpha) = \frac{[(n^2 - k^2) \cos \alpha - \mathcal{G}_1]^2 + [2nk \cos \alpha - \mathcal{G}_2]^2}{[(n^2 - k^2) \cos \alpha + \mathcal{G}_1]^2 + [2nk \cos \alpha + \mathcal{G}_2]^2}, \quad (25)$$

using  $n = \frac{n_1 n_2 + k_1 k_2}{n_1^2 + k_1^2}$  and  $k = \frac{n_1 k_2 - n_2 k_1}{n_1^2 + k_1^2}$ , with  $n_1 + ik_1$  and  $n_2 + ik_2$  as the complex refractive indexes of the media considered and

$$\mathcal{G}_1^2 = \frac{1}{2} [(n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha) + [(n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 k^2]^{\frac{1}{2}}], \quad (26)$$

$$\mathcal{G}_2^2 = \frac{1}{2} [-[n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha] + [(n^2 - k^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 k^2]^{\frac{1}{2}}]. \quad (27)$$

### D. Local Radiative Properties of a Slab Containing Inclusions

We assume a homogeneous distribution of isotropic inclusions inside the slab. The inclusions type is noted by  $k$ , with  $N_i$  different types, defined by different geometrical and optical properties. The distance between the inclusions is supposed to be large compared to their radius. Multiple scattering between them is not considered. The distribution of particles inside the matrix is supposed to be statistically uniform.

#### 1. Proportions of Inclusions

We define the slab compactness  $\gamma_c$  as the volume of the ice matrix per unit of volume. We also define  $\mathcal{N}$  as the total number of inclusions per unit of volume, and  $\mathcal{N}_k$  as the number of inclusions of type  $k$  per unit of volume. The proportion of each type of inclusion is  $P_k = \frac{\mathcal{N}_k}{\mathcal{N}}$ . As the inclusions are close to spherical, we can approximate their mean volume as one of a sphere. Starting from the definition of the compactness,  $\gamma_c = 1 - \sum_{k=1}^{N_i} \mathcal{N}_k \frac{4}{3} \pi \rho_k^3$ , immediate calculations give

$$\mathcal{N} = \frac{3(1 - \gamma_c)}{4\pi \sum_{k=1}^{N_i} P_k \rho_k^3}. \quad (28)$$

#### 2. Cross Sections

We assume close to spherical inclusions. The scattering efficiency for a sphere has been described by Hapke ([31] Hapke, 2012, Section 5.6, pp. 95–99, Eq. 5.52a) in his equivalent slab model. For an inclusion of the type  $k$ ,

$$Q_{sk} = S_{ek} + (1 - S_{ek}) \frac{(1 - S_{ik})}{1 - S_{ik} \Theta_{ik}} \Theta_{ik}, \quad (29)$$

where  $S_{ik}$  and  $S_{ek}$  are, respectively, the internal and external reflection coefficients of an inclusion expressed in Eqs. (22) and (23), and  $\Theta_{ik}$  is the internal transmission coefficient of an inclusion. In the two-stream approximation, and assuming the isotropy of the phase function of the internal scatterers in an inclusion ([31] Hapke, 2012, Section 6.5, pp. 122–144, Eq. 6.26) the expression of  $\Theta_{ik}$  can be reduced simply to

$$\Theta_{ik} = \frac{r_{ik} + \exp(-\rho_k \sqrt{a_{ik}(a_{ik} + s_{ik})})}{1 + r_{ik} \exp(-\rho_k \sqrt{a_{ik}(a_{ik} + s_{ik})})}, \quad (30)$$

$a_{ik}$  being a type  $k$  inclusion's absorption coefficient,  $s_{ik}$  its scattering coefficient, and

$$r_{ik} = \frac{1 - \sqrt{\frac{a_{ik}}{a_{ik} + s_{ik}}}}{1 + \sqrt{\frac{a_{ik}}{a_{ik} + s_{ik}}}}. \quad (31)$$

The scattering cross section  $\sigma_{sk}$  for one inclusion is

$$\sigma_{sk} = \sigma_k Q_{sk}, \quad (32)$$

where  $\sigma_k$  is the geometrical cross section  $\sigma_k = \pi \rho_k^2$ . Let  $\langle \sigma_s \rangle$  be the mean cross section of the inclusions,

$$\langle \sigma_s \rangle = \sum_{k=1}^{N_i} P_k \sigma_{sk}. \quad (33)$$

We do the approximation of geometric optics, so the extinction cross section  $\sigma_{ek}$  corresponds to the geometrical cross section  $\sigma_k$ .

#### 3. Single-Scattering Albedo and Optical Thickness

The single-scattering albedo  $\omega$  of an absorbing and scattering object is defined as the ratio of the total amount of power scattered to the total amount of power removed to the wave (absorbed or scattered). We propose a simple statistical approach to express the single scattering albedo of a unit of volume of slab containing inclusions. We use the same method as [31] Hapke, 2012, Section 7.4, pp. 158–169, but we modify the medium description. After a travel of length  $d\nu$ , the probability  $p_1$  to meet an inclusion and be scattered is

$$p_1 = 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} d\nu\right). \quad (34)$$

The probability  $p_2$  not to be absorbed by the matrix before is

$$p_2 = \exp(-a_m d\nu). \quad (35)$$

Thus, the probability  $p_s$  to be only scattered per unit of length is

$$p_s = \frac{1}{d\nu} \exp(-a_m d\nu) \left[ 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} d\nu\right) \right], \quad (36)$$

which becomes for an infinitesimal length  $d\nu$

$$p_s = \mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + o(1), \quad (37)$$

equally, the probability  $p_3$  to be absorbed or scattered by an inclusion throughout  $d\nu$  is:

$$p_3 = \exp(-a_m d\nu) \left[ 1 - \exp\left(-\mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} d\nu\right) \right], \quad (38)$$

and the probability  $p_4$  to be absorbed by the matrix during  $d\nu$  is

$$p_4 = 1 - \exp(-a_m d\nu), \quad (39)$$

so the probability of extinction  $p_e$  per unit of length is

$$p_e = \frac{1}{d\nu} \left[ 1 - \exp \left( - \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) d\nu \right) \right], \quad (40)$$

And when  $d\nu$  is close to 0 it becomes

$$p_e = \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m + o(1). \quad (41)$$

Finally, we obtain the single-scattering albedo of a slab containing inclusions, dividing  $p_s$  by  $p_e$ :

$$\omega = \frac{\mathcal{N} \langle \sigma_s \rangle}{\mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle + \frac{\gamma_c - 1}{\ln \gamma_c} a_m}. \quad (42)$$

Equation (43) gives the expression of the optical depth  $\tau$  of a slab containing inclusions,

$$\tau = \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) \nu. \quad (43)$$

## E. Diffuse Reflectance and Transmission Factors of the Contaminated Slab

### 1. Diffuse Reflectance of a Slab Under Collimated Illumination

In this section, we assume that the slab is under a collimated radiation. As in Section 3, we assume that the surface is constituted of  $N$  unresolved facets that have a slope distribution given by the probability density function  $a(\vartheta, \zeta)$ . Each facet will receive an illumination at an incidence  $i_f$  depending on its orientation. We consider in that case that the first transit in the slab is collimated and will transmit rays of light into the slab at different inclinations. Our goal at this point is to determine the mean transmission path  $\overline{D'}$  through a slab of a given roughness  $\overline{\vartheta}$  and a given thickness  $D$ . For a facet with the orientation defined by  $(\vartheta, \zeta)$ , using the Snell–Descartes law gives  $D' = \text{fact}(\vartheta, \zeta)D$ , with

$$\text{fact}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{\left| -\frac{1}{n_m} \cos i + \cos \vartheta \left( \frac{1}{n_m} \cos i_f - \sqrt{1 - \frac{1}{n_m^2} (1 - \cos^2 i_f)} \right) \right|}, \quad (44)$$

$i_f$  being the incidence angle on the facet (i.e., the angle between the facet's normal and the incident radiation). Using basic trigonometric relations gives [31]

$$\cos i_f = \sin i \sin \vartheta \cos \zeta + \cos \vartheta \cos i. \quad (45)$$

We consider that only the first transit in the slab is anisotropic. The internal absorption factor for the first anisotropic transit  $\Theta'$  will depend on the mean length  $\overline{D'}$  of this transit, with

$$\overline{D'} = \overline{\text{fact}} D, \quad (46)$$

and

$$\overline{\text{fact}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \text{fact}(\vartheta, \zeta) a(\vartheta, \zeta) d\vartheta d\zeta, \quad (47)$$

thus

$$\overline{\text{fact}} = \frac{1}{\pi^2 \tan \overline{\vartheta}} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \overline{\vartheta}} \sec^2 \vartheta \sin \vartheta}}{\left| -\frac{1}{n_m} \cos i + \cos \vartheta \left( \frac{1}{n_m} \cos i_f - \sqrt{1 - \frac{1}{n_m^2} (1 - \cos^2 i_f)} \right) \right|} d\vartheta d\zeta. \quad (48)$$

Finally,

$$\Theta' = \frac{r_m + \exp(-\tau'_0 \sqrt{1 - \omega})}{1 + r_m \exp(-\tau'_0 \sqrt{1 - \omega})}, \quad (49)$$

where  $r_m = \frac{1 - \sqrt{1 - \omega}}{1 + \sqrt{1 - \omega}}$ ,  $\omega$  is given by Eq. (42), and  $\tau'_0$  results from Eq. (43):

$$\tau'_0 = \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) \overline{D'}. \quad (50)$$

The internal absorption factor for an isotropic transit is ([31], Hapke, 2012, Eq. 6.26)

$$\Theta = \frac{r_m + \exp(-2\tau_0 \sqrt{1 - \omega})}{1 + r_m \exp(-2\tau_0 \sqrt{1 - \omega})}, \quad (51)$$

where  $\tau_0$  results from Eq. (43):

$$\tau_0 = \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) D. \quad (52)$$

Every following transit is considered isotropic. As illustrated in Fig. 1, we can express the reflectance of the slab under a collimated radiation  $R''_0$  as

$$R''_0 = S'_e + (1 - S'_e) \Theta' S_i \Theta (1 - S_i) \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Theta S_i)^2 \right], \quad (53)$$

$S_i$  being the internal reflection coefficient of the slab given by Eq. (20). The term  $S'_e$  represents the integration over every emergent geometry of the energy that has been reflected by every facet, given by Eq. (19). Therefore, the other term represents the diffuse reflectance. Thus, we can express the diffuse reflectance of the slab as

$$R'_0 = \frac{(1 - S'_e) \Theta' S_i \Theta (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2}. \quad (54)$$

The diffuse transmission of the slab under a collimated radiation  $T'_0$  is obtained the same way:

$$T'_0 = \frac{\Theta' (1 - S'_e) (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2}. \quad (55)$$

### 2. Diffuse Reflectance of a Slab Under Isotropic Illumination

In this section, we suppose that the slab is under an isotropic radiation. Indeed, at the lower interface, it is illuminated isotropically from below by the substrate.  $R_0$  and  $T_0$  have their usual expressions in this case:

$$R_0 = S_e + \frac{(1 - S_e) S_i \Theta^2 (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2}, \quad (56)$$

$$T_0 = \frac{\Theta (1 - S_e) (1 - S_i)}{1 - (\Theta S_i)^2}, \quad (57)$$

## F. Bidirectional Reflectance of a Contaminated Slab Overlaying a Semi-Infinite Granular Medium

In realistic conditions, a slab will receive a collimated radiation from the solar disk and a diffuse radiation from the granular medium underneath. There is a coupling between the two layers, illustrated in Fig. 1. Using adding doubling formulas [24], we find the expression given in Section 2 for the diffuse contribution to the total reflectance,

$$R_{\text{Diff}} = R'_0 + T'_0 T_0 r_s \sum_{n=0}^{\infty} (R_0 r_s)^n = R'_0 + \frac{T'_0 T_0 r_s}{1 - R_0 r_s}, \quad (58)$$

where  $r_s = \frac{1 - \sqrt{1 - \omega_s}}{1 + \sqrt{1 - \omega_s}}$  is the Lambertian reflectance of the substrate [24], and  $\omega_s$  is the single-scattering albedo of the granular substrate. The total reflectance (BRDF) of the surface measured by the instrument is the sum of the specular and diffuse contributions Eq. (1),  $R_{\text{tot}} = R_{\text{spec}} + R_{\text{Diff}}$ .

## 6. NUMERICAL INTEGRATION

Chandrasekhar showed (see *Chandrasekhar*, 1960, Section 22, pp. 61–69 [30]) that many radiative transfer integrations can be approximated using the Gaussian quadrature formulas. If  $f(\mu)$  is a polynomial of order  $2m - 1$ , then

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=1}^m c_j f(\mu_j), \quad (59)$$

where  $\mu_1, \dots, \mu_m$  are the zeros of the Legendre polynomials  $P_1, \dots, P_m$  of order  $1, \dots, m$ , and  $c_1, \dots, c_j$  are the associated Christoffel numbers,

$$c_j = \frac{1}{P'_m(\mu_j)} \int_{-1}^1 \frac{P_m(\mu)}{\mu - \mu_j} d\mu. \quad (60)$$

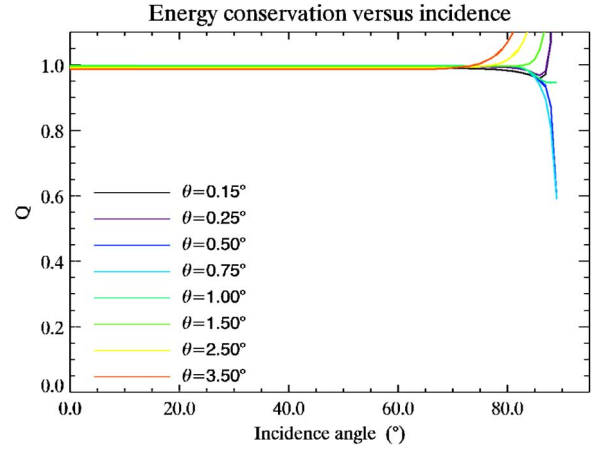
Equation (59) is exact if  $f(\mu)$  is a polynomial of order  $2m - 1$ . When  $f(\mu)$  is not a polynomial, then the quadrature formulas give an approximation that converges to the exact value when  $m \rightarrow \infty$ . The order  $m$  of the approximation directly governs its quality. We estimate analytically the internal and external reflection coefficients in the isotropic case  $S_i$  an  $S_e$  using the roots of the 32nd order Legendre polynomial and the associated Christoffel numbers as detailed in [33]. We use a simple change of variable to transform the integration interval from  $[0, \frac{\pi}{2}]$  into  $[-1, 1]$ . All the integrations are performed using the Gaussian quadrature formulas, apart from the calculations of  $S'_e$  and  $R_{\text{spec}}$ . In these cases, the integration being a double one, we cannot use the Gaussian quadrature. We chose after numerical tests an adaptive grid and the rectangle method.

## 7. DISCUSSION

### A. Energy Conservation

#### 1. First Interface

We checked the conservation of the energy at different points in the model. We first checked it at the first interface, as it contains (i) a complex numerical integration and (ii) the masking/shadowing term defined by Hapke [26]. This function  $S$  has been proven to slightly violate the law of conservation of energy [34]. It was therefore mandatory to estimate if the violation was negligible or under what circumstance it could



**Fig. 3.**  $Q$  as a function of the incidence angle  $i$ , when forcing the value of the Fresnel's reflection coefficient  $r_f$  in Eq. (19) to one. A value of one means that the conservation of energy is respected. This figure shows the cases of a roughness parameter ranging from  $\bar{\theta} = 0.15^\circ$  to  $\bar{\theta} = 3.5^\circ$ . The energy is fairly well conserved for incidences below  $85^\circ$  and a roughness parameter below  $\bar{\theta} = 2.5^\circ$ . Thus, this model will not be applicable to very high incidence values, and roughness over  $\bar{\theta} = 2.5^\circ$ .

be neglected in the case of the present model. To test the conservation of energy at the first interface, we forced the value of the Fresnel reflection coefficient  $r_f$  in Eq. (19) to be one. Thus, all the energy is supposed to be sent back, and we have to obtain  $Q = 1$  to have the energy conserved, where

$$Q = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\frac{\alpha'}{2}) a(\bar{\theta}_s, \zeta_s) S(i, e, \psi, \bar{\theta})}{\cos i} |\det J_{g_i}(e, \psi)| d\psi d\psi, \quad (61)$$

which is Eq. (19) where the Fresnel reflection coefficient is put to one. Fig. 3 shows the value  $Q$  as a function of the incidence angle. Different roughness parameters  $\bar{\theta}$  were tested, ranging from  $\bar{\theta} = 0.01^\circ$  to  $\bar{\theta} = 45^\circ$ . Only values ranging from  $\bar{\theta} = 0.15^\circ$  to  $\bar{\theta} = 3.5^\circ$  are displayed in Fig. 3. This test illustrates the dependance of the validity of the model on both the incidence angle and the roughness parameter.

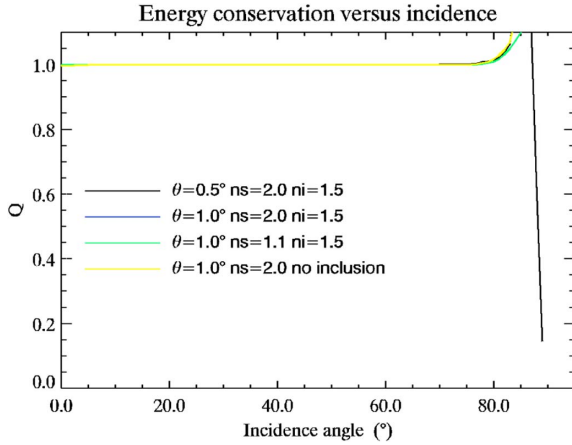
#### 2. Complete Model

To test the conservation of energy for the whole model, we first had to set the complex value of the optical constant of the slab and the granular substrate to 0, to make the surface nonabsorbent. Then we integrated the energy sent back toward the sky. This energy must be equal to the incoming energy. To test this practically in the model, we set the sensor's angular aperture to a value that is equal to the integration step. Fig. 4 shows the value of  $Q = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_{\text{tot}} \cos e \sin e d\psi d\psi$ . Practically, the energy is conserved if this integral equals 1. Indeed, the energy conservation gives

$$\int_{\text{sky}} \frac{LA \cos e}{FA \cos i} d\Omega = 1, \quad (62)$$

where  $L$  is the surface radiance ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ ),  $A$  is the surface of a pixel,  $F$  is the incident flux in the incident direction ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ) and  $i$  and  $e$  are the incidence and emergence angles.





**Fig. 4.**  $Q$  as a function of the incidence angle  $i$ . A value of one means that the conservation of energy is respected.

The relation  $R = \pi \frac{L}{F \cos i}$  between the reflectance factor and the radiance brings

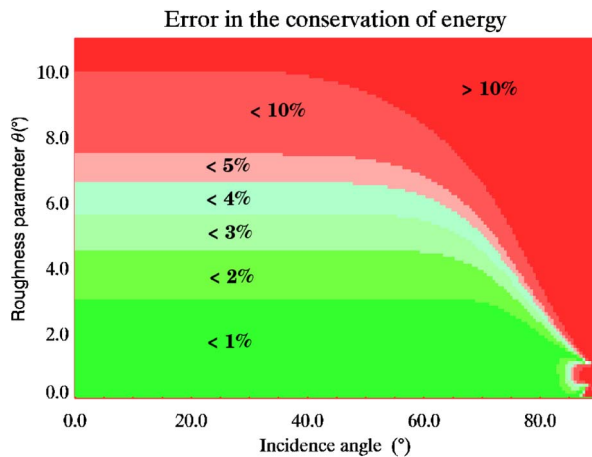
$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_{\text{tot}} \cos e \sin e d\epsilon d\psi = 1. \quad (63)$$

The symmetry of the model in azimuth leads to the quantity  $Q$  displayed in Fig. 4. This figure shows that it is mostly the roughness parameter  $\bar{\theta}$  and the incidence angle  $i$  that control the validity of the model.

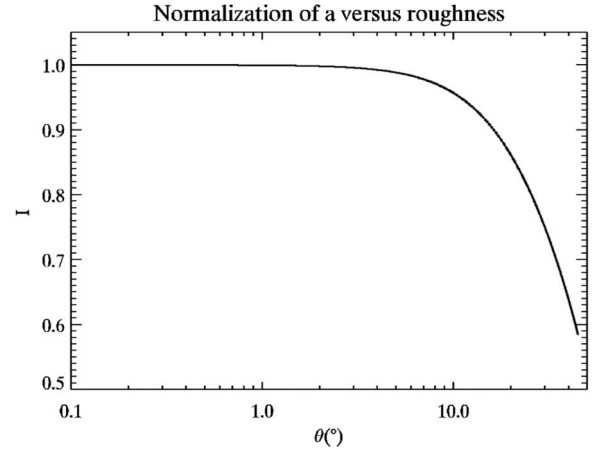
Figure 5 shows the error in the energy conservation in percent, as a function of the roughness parameter  $\bar{\theta}$  and the incidence  $i$ . This gives the range of validity of the model according to a given tolerance. Roughness parameters larger than  $\bar{\theta} = 11^\circ$ , always exhibiting errors larger than 10%, are not represented. For a small slab real optical index (i.e., close to one), these errors decrease.

### 3. Slope Distribution

As mentioned in Section 3, this model is limited to the case of small  $\bar{\theta}$ . Fig. 5 gives a quantification of that limitation. This is mostly due to the fact that the probability density function  $a(\vartheta, \zeta)$  that defines the repartition of slopes only makes sense if  $\iint_{(\vartheta, \zeta)} a(\vartheta, \zeta) d\vartheta d\zeta = 1$ , which means that



**Fig. 5.** Error in energy conservation as a function of  $\bar{\theta}$  and  $i$ .



**Fig. 6.**  $I$  versus  $\bar{\theta}$ . For values of  $\bar{\theta}$  larger than  $\bar{\theta} = 2^\circ$ , the integral of probability density function for the slopes begins to drop. At  $\bar{\theta} = 10^\circ$ ,  $I = 0.957$ .

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(\vartheta) d\vartheta = 1, \quad (64)$$

or that the value of

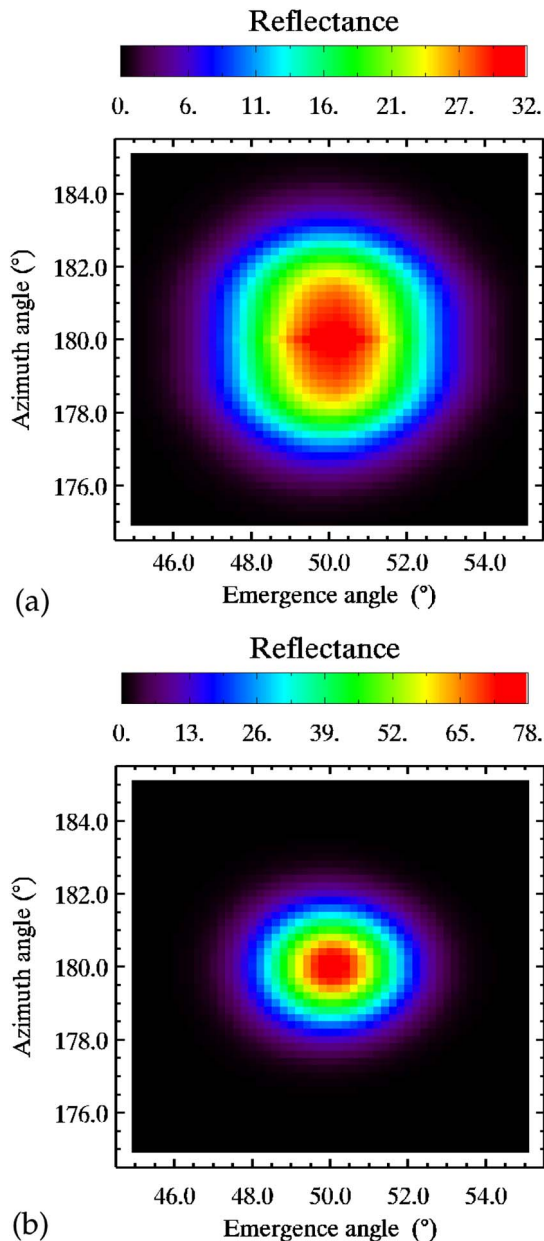
$$I(\bar{\theta}) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{2}{\pi \tan^2 \bar{\theta}} \exp\left(-\frac{\tan^2 \vartheta}{\pi \tan^2 \bar{\theta}}\right) \sec^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \quad (65)$$

must be equal to 1. Fig. 6 shows the value of  $I$  versus the roughness parameter  $\bar{\theta}$ . The function  $a(\vartheta, \zeta)$  only makes sense as a probability function if  $I = 1$ . For values of roughness larger than  $\bar{\theta} = 2^\circ$ ,  $I$  begins to fall to values below one. In a further development, we could extend the applicability of the model by defining a new probability density function  $a_{\text{Norm}}(\vartheta, \zeta)$  that would be the normalization of the function  $a(\vartheta, \zeta)$ :  $a_{\text{Norm}}(\vartheta, \zeta) = \frac{1}{I(\bar{\theta})} a(\bar{\theta}, \vartheta, \zeta)$ .

## B. Behavior of the Model

### 1. Specular Reflection

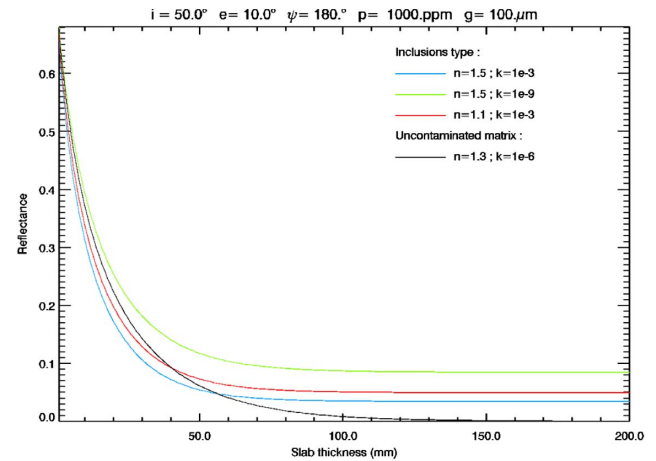
This model is built to simulate observations. Thus, the specular spot characteristics will depend not only on the illumination divergence and the geometry, but also on the observation device. This model is designed to be adaptable to variations of both conditions. Fig. 7 shows a zoom in on the specular spot for a water ice slab at  $1 \mu\text{m}$  with a roughness parameter  $\bar{\theta} = 0.5^\circ$ , illuminated at an incidence angle  $i = 50^\circ$  with different light sources, and observed with two distinct detectors. In the first case [in Fig. 7(a)], the surface is illuminated with a light source that has an aperture of  $0.4^\circ$  and observed with a sensor that has an aperture of  $4.2^\circ$ . It represents the conditions of a laboratory measurement with the instrument described in [35]. In the second case [in Fig. 7(b)], the surface is illuminated with a light source that has an aperture of  $0.2^\circ$  and observed with a sensor that has an aperture of  $6.92 \times 10^{-2^\circ}$ . It represents the conditions of a measurement with the OMEGA imaging spectrometer instrument orbiting the planet Mars [36]. Both cases represent actual measurement situations. As shown in Fig. 7, both the amplitude and the shape of the specular spot depend on the characteristics of the illumination.



**Fig. 7.** Zoom in on the specular spot for a water ice slab at  $1\ \mu\text{m}$  with a roughness parameter  $\theta = 0.5^\circ$  (a) illuminated at an incidence angle  $i = 50^\circ$  with a light source that has an aperture of  $0.4^\circ$  and observed with a detector that has an aperture of  $4.2^\circ$ , such as in the conditions of a laboratory measurement with the instrument described in [35], (b) illuminated at an incidence angle  $i = 50^\circ$  with a light source that has an aperture of  $0.2^\circ$ , and observed with a detector that has an aperture of  $6.92 \times 10^{-2}^\circ$ , such as in the conditions of a measurement with the high resolution spectro-imaging instrument OMEGA orbiting Mars described in [36].

## 2. Influence of the Parameters

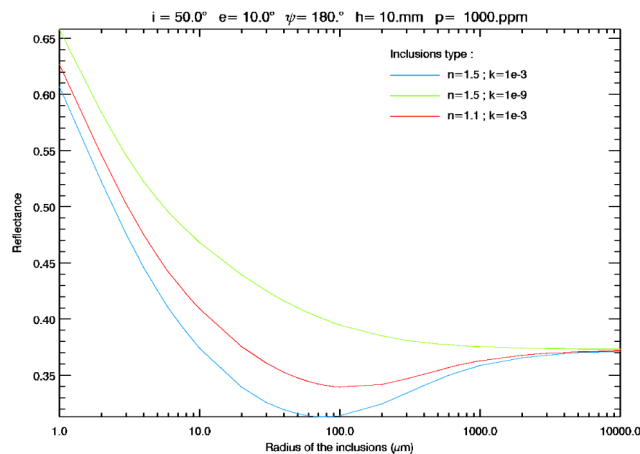
To give a feeling on how the model behaves according to the different parameters, we chose a set of parameters and plotted the dependence of the reflectance on the variation of one parameter around this first set. We chose optical constants for the matrix and inclusions that are representative of real situations. We chose for the matrix  $n = 1.3$  and  $k = 1.10^{-3}$ ,



**Fig. 8.** Reflectance factor of a slab of water ice containing various types of inclusions, at a wavelength  $\lambda = 1\ \mu\text{m}$ , as a function of the thickness of the slab layer, with other parameters fixed. The black curve is the uncontaminated reference, and the colored curves represent inclusions of different optical indexes.

which are approximately the values for water ice at 270 K, and at the  $1\ \mu\text{m}$  wavelength. We selected as our standard set of parameter a 10 mm thick slab layer containing 1000 ppmv of  $100\ \mu\text{m}$  wide inclusions, overlaying a semi-infinite granular layer of the same nature than the matrix. We tested the behavior of the model for various types of inclusions. We describe two types of behavior. The first type is when the absorption coefficient of the inclusions is smaller than the one of the matrix. This includes the particular case of a matrix contaminated with bubbles. It is represented in Figs. 8–10 by the green curves. In this case, the real part  $n$  of the optical index of the inclusions has very little influence. The second case is when the absorption in the inclusions is bigger than in the matrix (blue and red curves). In this case, the real optical index of the inclusions plays an important role.

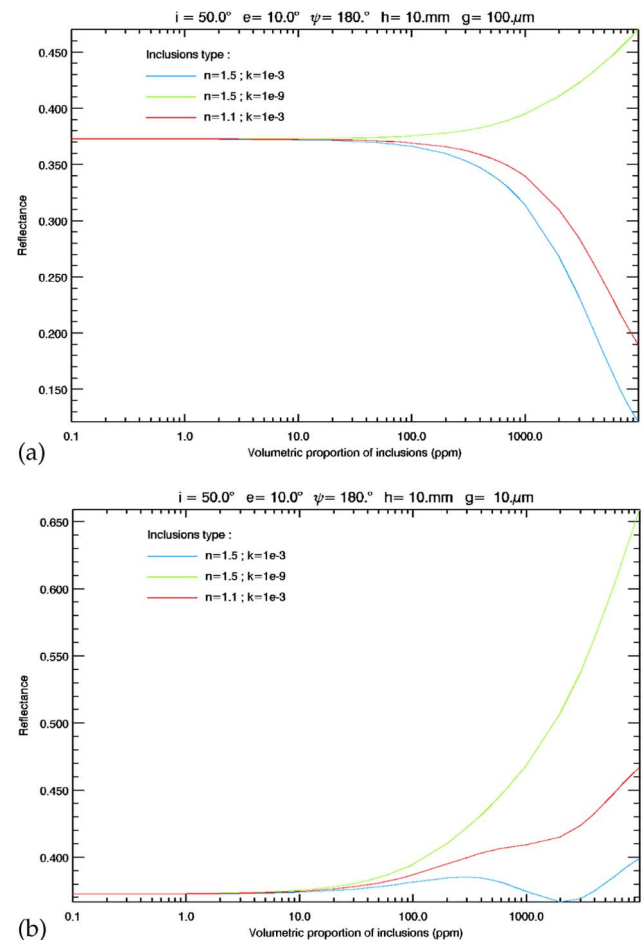
Figure 8 shows the dependence of the reflectance on the thickness of the slab layer in different cases. In the case of an uncontaminated slab, the reflectance approaches 0 when the thickness increases. In contrast, the reflectance of a slab containing inclusions will saturate at a value depending on the properties of the impurities. In the first case of a low absorption in the inclusions (green curve) the reflectance is higher than the reflectance of an uncontaminated layer, whatever thickness the slab has. In the other case of high absorption in the inclusions, when the slab layer is thin, the reflectance is lower than that of an uncontaminated slab, but as thickness increases the value saturates due to the scattering of light by the inclusions. This value gives an idea of the penetration depth of the light into a contaminated slab layer (i.e., the depth from which the layer becomes optically thick). Fig. 9 shows the dependence of the reflectance on the radius of inclusions in the slab layer. This illustrates the scattering properties of the inclusions. The reflectance factor of an uncontaminated matrix at this geometry is approximately  $R = 0.372$ . In this figure, the volumetric proportion of inclusions in the matrix is held constant, so as the grain size increases the number of inclusions



**Fig. 9.** Reflectance factor of a slab of water ice containing various types of inclusions, at a wavelength  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , as a function of the grain size of the inclusions, with other parameters fixed. The colored curves represent inclusions of different optical indexes. When the absorption coefficient is higher in the inclusions than in the matrix (blue and red curves), there is a competition between scattering and absorption. The dominant effect depends on the grain size. The reflectance factor of an uncontaminated matrix at this geometry is approximately  $R = 0.372$ .

per unit of volume decreases. Thus, the scattering power also decreases as a function of the grain size. In the case of inclusions with higher absorption than the matrix, at some point the grain size reaches a value where the absorption in the inclusions becomes more efficient than the scattering effect, and the reflectance falls below the reference value of the uncontaminated slab (around  $10 \mu\text{m}$  for the blue curve and  $20 \mu\text{m}$  for the red one). Then, the decreasing probability of encountering an inclusion when the grain sizes become too high makes the reflectance approach the value of the uncontaminated slab. Indeed, when the grain size of the inclusion equals the thickness of the layer (at the extreme right of the plot), the probability of encountering one, knowing the volumetric proportion is 1000 ppmv, becomes very low and the influence of the inclusions becomes negligible.

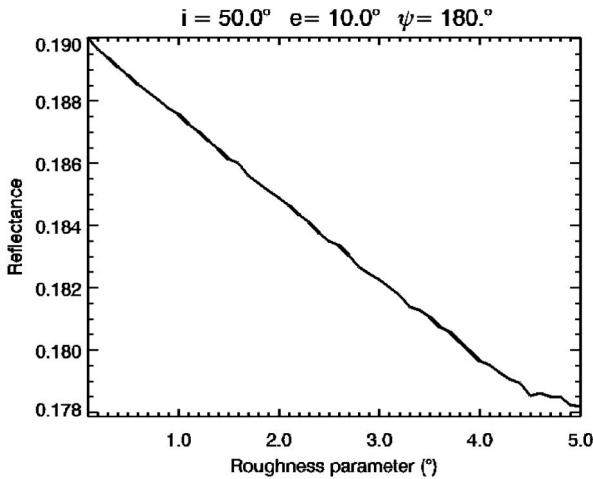
Figure 10 shows the evolution of the reflectance in different cases where scattering or absorption dominates. In Fig. 10(a), the absorption is the dominant effect. In the case of inclusions with a higher absorption coefficient than the matrix, this makes the reflectance drop when the proportion of inclusions increases (blue and red curves). For the green curve, both absorption and scattering contribute to increasing the reflectance of the slab, thus it increases with the proportion of inclusions. Fig. 10(b) shows more complexity. It is the same as Fig. 10(a) except that the grain size of the inclusions is  $10 \mu\text{m}$  instead of  $100 \mu\text{m}$ . The green curve still represents the case of a lower absorption in the inclusion. Absorption and diffusion both tend to increase the reflectance, thus it increases with the proportion of inclusions. The red curve represents a case of higher absorption in the inclusions, when the scattering contribution is dominant. In this case, as diffusion limits the penetration of light into the layer, the reflectance increases with the proportion of impurities. The blue curve represents the limit case where



**Fig. 10.** Reflectance factor of a slab of water ice containing various types of inclusions, at a wavelength  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , as a function of the volumetric proportion of inclusions, with other parameters fixed. Colored curves represent different optical indexes of inclusions. (a) Absorption is the dominant effect for the blue and red curves. (b) Scattering is the dominant effect for the red curve, and scattering and absorption are of the same order of magnitude (blue curve). The reflectance factor of an uncontaminated matrix at this geometry is approximately  $R = 0.372$ .

diffusion and absorption contributions are of the same order of magnitude, leading to a strong nonlinear behavior.

Figure 11 shows the dependence of the reflectance of a 20 mm thick slab of water ice containing 1000 ppm of  $100 \mu\text{m}$  wide inclusions on the roughness parameter  $\bar{\theta}$ . The optical indexes of the inclusions are  $n = 1.1$  and  $k = 1 \cdot 10^{-9}$ . The diffuse reflectance of a slab decreases as the roughness increases. A bigger roughness means a bigger diversity in the slope distribution at the surface. This leads to an increased number of facets satisfying the specular reflection conditions defined in Section 5.A. Finally, less energy is inserted into the surface and the diffuse reflectance is smaller. The dependance of the diffuse reflectance on the roughness is smaller compared to the dependance on the other parameters. This can be attributed to the relatively small range of values of  $\bar{\theta}$ . In contrast, the roughness parameter  $\bar{\theta}$  has a strong influence on the specular contribution.



**Fig. 11.** Reflectance factor of a 20 mm thick slab of water ice containing 1000 ppm of 100  $\mu\text{m}$  wide inclusions as a function of the roughness parameter  $\theta$ , with other parameters fixed. The optical indexes of the inclusions are  $n = 1.1$  and  $k = 1 \cdot 10^{-3}$ . The reflectance decreases as the roughness increases. This is due to the fact that a bigger roughness means more facets in specular conditions and thus less energy inserted into the system. The roughness parameter has a smaller impact on the diffuse reflectance than the other parameters of the model.

## 8. CONCLUSIONS

We developed a radiative transfer model to simulate the bidirectional reflectance of a rough slab with inclusions. The typical calculation time is  $1 \cdot 10^{-2}$  s per spectrum, considering 10,000 wavelengths. Nevertheless, it can vary greatly depending on the sets of parameters desired. It is thus applicable to Bayesian inversion on massive datasets.

Most of the constituting elements of this model have already been numerically [24] or experimentally validated [31], but we adapted them to build a new model. In this study we tested numerically the conservation of energy and characterized the domain of validity of the model. We conducted sensibility studies in the case of a matrix containing only one type of inclusion. This shows the complexity and nonlinearity of the model with respect to its parameters. The sensibility study in the case of several types of inclusions was not conducted in this paper, for the sake of readability and concision. The experimental validation will be conducted in a following paper [25].

This model is designed to analyze hyperspectral data in the planetary science domain. In our favorite application, it calculates the radiative transfer in a contaminated ice slab overlaying an optically thick granular medium. The contamination in the slab can be of any type; ice, minerals, or even bubbles. The matrix can be constituted as well of any ice. Thus, our model can be applied on Earth with water ice, but also on the Mars polar region covered with  $\text{CO}_2$  ice [37], on icy bodies, such as Jupiter's moon Europa (water ice), Neptune's moon Triton, or dwarf planet Pluto ( $\text{N}_2$  ice). Other applications in biology or industry are possible, as soon as the optical constants of each material are known.

We considered every wavelength independently in all the calculations. Thus, a spectrum in any spectral range can be built

by computing every wavelength contribution at very high spectral resolution. The final objective is the comparison of the simulation to actual data, for analysis purposes. This makes this approach suitable for any spectroscopic measurement of slabs (made of ice or other material), overlaying optically thick material (granular or other material), from laboratory to spatial probe measurement. For the planetary science case, these results will be downsampled at the instrument's wavelength resolution, using its point spread functions (PSFs).

One major hypothesis in this work is that we suppose an isotropic behavior of the inclusions. In the future, we plan to add a standard particle phase function [8] to improve this point. We also plan to normalize the probability distribution function describing the roughness of the surface to extend the applicability of the model.

## APPENDIX A: NOTATIONS

$\alpha'$	phase angle ( $^\circ$ )
$\gamma_c$	compactness of the matrix: volume of matrix per unit of volume
$\zeta$	slope azimuth angle ( $^\circ$ )
$\zeta_{\text{spec}}$	slope azimuth angle of a facet in specular conditions ( $^\circ$ )
$\theta$	roughness parameter ( $^\circ$ )
$\vartheta$	slope angle ( $^\circ$ )
$\vartheta_{\text{spec}}$	slope angle of a facet in specular conditions ( $^\circ$ )
$\Theta_{ik}$	transmission factor of a type $k$ inclusion
$\Theta$	transmission factor of the slab containing inclusion under isotropic illumination
$\Theta'$	transmission factor of the slab containing inclusion under collimated illumination
$\nu$	optical path (m)
$\rho_k$	radius of a type $k$ inclusion (m)
$\sigma_k$	geometrical cross section for type $k$ inclusions ( $\text{m}^2$ )
$\sigma_{ek}$	extinction cross section for type $k$ inclusions ( $\text{m}^2$ )
$\langle \sigma_e \rangle$	mean extinction cross section ( $\text{m}^2$ )
$\sigma_{sk}$	scattering cross section for type $k$ inclusions ( $\text{m}^2$ )
$\langle \sigma_s \rangle$	mean scattering cross section ( $\text{m}^2$ )
$\tau$	optical depth of the matrix containing inclusions
$\psi$	azimuth angle ( $^\circ$ )
$\omega$	single scattering albedo of the matrix containing inclusions
$\omega_s$	single scattering albedo of the granular substrate
$\Omega_C$	Solid angle subtended by the sensor (sr)
$\Omega_S$	Solid angle subtended by the source (sr)
$a_m$	absorption coefficient of the matrix
$a_{ik}$	absorption coefficient a type $k$ inclusion
$a(\vartheta, \zeta)$	probability of occurrence for the slope ( $\vartheta, \zeta$ )
$A$	Surface of a pixel ( $\text{m}^2$ )
$A_f$	Surface of a facet ( $\text{m}^2$ )
$D$	thickness of the slab layer (m)
$D'$	apparent length of the first transit through the slab layer for one ray (m)
$\overline{D'}$	mean apparent length of the first transit through the slab layer for one ray (m)
$e$	emergence angle ( $^\circ$ )
$F$	incident power flux in the radiation's direction ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$i$	incidence angle ( $^\circ$ )
$k_m$	Imaginary part of the optical index of the matrix
$k_{ik}$	Imaginary part of the optical index of a type $k$ inclusion
$L$	radiance ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ )
$n_m$	Real part of the optical index of the matrix
$n_{ik}$	Real part of the optical index of a type $k$ inclusion

(Table continued)



$N$	number of facets within a pixel: $N \gg 1$
$N_{\text{spec}}$	number of facets within a pixel satisfying specular conditions
$\mathcal{N}$	total density of inclusions inside the matrix
$\mathcal{N}_k$	density of inclusions of type $k$ inside the matrix
$p$	probability or probability per unit of length
$P$	power (W)
$Q_{sk}$	scattering efficiency for type $k$ inclusions
$r$	bidirectional reflectance ( $\text{sr}^{-1}$ )
$r_{ik}$	diffusive reflectance for a type $k$ inclusion
$r_m$	diffusive reflectance of the matrix
$r_s$	diffusive reflectance of the granular substrate
$r_f$	Fresnel reflection coefficient $r_f = R_{\perp}^2 + R_{\parallel}^2$
$R_{\perp}$	Fresnel reflectivity for perpendicular polarization
$R_{\parallel}$	Fresnel reflectivity for parallel polarization
$R_0$	reflection factor of the slab containing inclusion under isotropic illumination
$R_0''$	reflection factor of the slab containing inclusion under collimated illumination
$R_0'$	$R_0' - S_e'$
$R_{\text{Diff}}$	diffuse reflectance factor of a slab containing inclusion over a granular substrate
$R_{\text{spec}}$	specular reflectance factor of a slab containing inclusion over a granular substrate
$R_{\text{tot}}$	reflectance factor of a slab containing inclusion over a granular substrate
$S$	shadowing function
$S_e'$	external reflection coefficient of the slab under collimated illumination
$S_e$	external reflection coefficient of the slab under isotropic illumination
$S_i$	internal reflection coefficient of the slab under isotropic illumination
$S_{ek}$	external reflection coefficient of a type $k$ inclusion
$S_{ik}$	internal reflection coefficient of a type $k$ inclusion
$T_0$	transmission factor of the slab containing inclusion under isotropic illumination
$T_0'$	transmission factor of the slab containing inclusion under collimated illumination

**Acknowledgment.** The authors would like to thank Yuriy Shkuratov and the two anonymous reviewers for their comments and suggestions that led to a significant improvement of the manuscript.

## REFERENCES

- H. S. Negi and A. Kokhanovsky, "Retrieval of snow albedo and grain size using reflectance measurements in Himalayan basin," *The Cryosphere* **5**, 203–217 (2011).
- C. Cox and W. Munk, "Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter," *J. Opt. Soc. Am.* **44**, 838–850 (1954).
- G. Picard, L. Arnaud, F. Domine, and M. Fily, "Determining snow specific surface area from near-infrared reflectance measurements: Numerical study of the influence of grain shape," *Cold Reg. Sci. Technol.* **56**, 10–17 (2009).
- J. Dozier, R. O. Green, A. W. Nolin, and T. H. Painter, "Interpretation of snow properties from imaging spectrometry," *Remote Sens. Environ.* **113**, S25–S37 (2009).
- A. Mary, M. Dumont, J.-P. Dedieu, Y. Durand, P. Sirguey, H. Milhem, O. Mestre, H. S. Negi, A. A. Kokhanovsky, M. Lafaysse, and S. Morin, "Intercomparison of retrieval algorithms for the specific surface area of snow from near-infrared satellite data in mountainous terrain, and comparison with the output of a semi-distributed snowpack model," *The Cryosphere* **7**, 741–761 (2013).
- B. Gundlach and J. Blum, "A new method to determine the grain size of planetary regolith," *Icarus* **223**, 479–492 (2013).
- Y. Grynko and Y. Shkuratov, "Scattering matrix calculated in geometric optics approximation for semitransparent particles faceted with various shapes," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **78**, 319–340 (2003).
- Y. G. Shkuratov and Y. S. Grynko, "Light scattering by media composed of semitransparent particles of different shapes in ray optics approximation: Consequences for spectroscopy, photometry, and polarimetry of planetary regoliths," *Icarus* **173**, 16–28 (2005).
- P. C. Chang, J. Walker, and K. Hopcraft, "Ray tracing in absorbing media," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **96**, 327–341 (2005).
- C. Pilorget, M. Vincendon, and F. Poulet, "A radiative transfer model to simulate light scattering in a compact granular medium using a Monte Carlo approach: Validation and first applications," *J. Geophys. Res. Planets* **118**, 2488–2501 (2013).
- X. Ben, H.-L. Yi, and H.-P. Tan, "Polarized radiative transfer in an arbitrary multilayer semi-transparent medium," *Appl. Opt.* **53**, 1427–1441 (2014).
- P. Kubelka, "New contributions to the optics of intensely light-scattering materials: Part i," *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 448 (1948).
- B. Hapke, "Bidirectional reflectance spectroscopy: 1. Theory," *J. Geophys. Res.* **86**, 3039–3054 (1981).
- Y. Shkuratov, L. Starukhina, H. Hoffmann, and G. Arnold, "A model of spectral albedo of particulate surfaces: Implications for optical properties of the moon," *Icarus* **137**, 235–246 (1999).
- A. Kylling, K. Stamnes, and S.-C. Tsay, "A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer: Documentation of accuracy in realistic layered media," *J. Atmos. Chem.* **21**, 115–150 (1995).
- W. E. Vargas and G. A. Niklasson, "Applicability conditions of the Kubelka Munk theory," *Appl. Opt.* **36**, 5580–5586 (1997).
- W. E. Vargas, "Two-flux radiative transfer model under nonisotropic propagating diffuseradiation," *Appl. Opt.* **38**, 1077–1085 (1999).
- K. Kuchiki, T. Aoki, M. Niwano, H. Motoyoshi, and H. Iwabuchi, "Effect of sastrugi on snow bidirectional reflectance and its application to MODIS data," *J. Geophys. Res. Atmos.* **116**, D18110 (2011).
- S. Lhermitte, J. Abermann, and C. Kinnard, "Albedo over rough snow and ice surfaces," *The Cryosphere* **8**, 1069–1086 (2014).
- M. I. Mishchenko, J. M. Dlugach, J. Chowdhary, and N. T. Zakharova, "Polarized bidirectional reflectance of optically thick sparse particulate layers: An efficient numerically exact radiative-transfer solution," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **156**, 97–108 (2015).
- K. Stamnes, S.-C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, "Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media," *Appl. Opt.* **27**, 2502–2509 (1988).
- Z. Lin, S. Stamnes, Z. Jin, I. Laszlo, S.-C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Stamnes, "Improved discrete ordinate solutions in the presence of an anisotropically reflecting lower boundary: Upgrades of the DISORT computational tool," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **157**, 119–134 (2015).
- Z. Jin, T. P. Charlock, K. Rutledge, K. Stamnes, and Y. Wang, "Analytical solution of radiative transfer in the coupled atmosphere-ocean system with a rough surface," *Appl. Opt.* **45**, 7443–7455 (2006).
- S. Douté and B. Schmitt, "A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths," *J. Geophys. Res.* **103**, 31367–31389 (1998).
- F. Andrieu, F. Schmidt, B. Schmitt, S. Douté, and O. Brissaud, "Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations," *The Cryosphere Discussions* **9**, 5137–5169 (2015).
- B. Hapke, "Bidirectional reflectance spectroscopy: 3. Correction for macroscopic roughness," *Icarus* **59**, 41–59 (1984).
- D. O. Muhleman, "Symposium on radar and radiometric observations of Venus during the 1962 conjunction: Radar scattering from Venus and the Moon," *Astron. J.* **69**, 34 (1964).
- P. M. Saunders, "Shadowing on the ocean and the existence of the horizon," *J. Geophys. Res.* **72**, 4643–4649 (1967).

29. B. van Ginneken, M. Stavridi, and J. J. Koenderink, "Diffuse and specular reflectance from rough surfaces," *Appl. Opt.* **37**, 130–139 (1998).
30. S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer* (Dover, 1960).
31. B. Hapke, *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy* (Cambridge University, 2012).
32. K. Lumme and E. Bowell, "Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. I—Theory. II—Interpretation of phase curves," *Astron. J.* **86**, 1694–1721 (1981).
33. P. Davis and P. Rabinowitz, "Abcissas and weights for Gaussian quadratures of high order," *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **56**, 35–37 (1956).
34. Y. Shkuratov, V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, D. Petrov, E. Zubko, D. Stankevich, and G. Videen, "A critical assessment of the Hapke photometric model," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **113**, 2431–2456 (2012).
35. O. Brissaud, B. Schmitt, N. Bonnefoy, S. Douté, P. Rabou, W. Grundy, and M. Fily, "Spectrogonio radiometer for the study of the bidirectional reflectance and polarization functions of planetary surfaces. 1. Design and tests," *Appl. Opt.* **43**, 1926–1937 (2004).
36. J.-P. Bibring, A. Soufflot, M. Berthé, Y. Langevin, B. Gondet, and P. Drossart, "OMEGA: Observatoire pour la minéralogie, l'eau, les glaces et l'activité," in *Mars Express: the Scientific Payload*, A. Wilson and A. Chicarro, eds. (ESA, 2004), Vol. **1240**, pp. 37–49.
37. R. B. Leighton and B. C. Murray, "Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars," *Science* **153**, 136–144 (1966).



Article relatif aux validations expérimentales  
du modèle et de la méthode



This discussion paper is/has been under review for the journal The Cryosphere (TC).  
 Please refer to the corresponding final paper in TC if available.

# Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu<sup>1,2</sup>, F. Schmidt<sup>1,2</sup>, B. Schmitt<sup>3</sup>, S. Douté<sup>3</sup>, and O. Brissaud<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Université Paris-Sud, Laboratoire GEOPS, UMR8148, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup>CNRS, 91405 Orsay, France

<sup>3</sup>Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, 38041 Grenoble, France

Received: 15 July 2015 – Accepted: 6 September 2015 – Published: 29 September 2015

Correspondence to: F. Andrieu (francois.andrieu@u-psud.fr)

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

5137

## Abstract

This article presents a set of spectro-goniometric measurements of different water ice samples and the comparison with an approximated radiative transfer model. The experiments were done using the spectro-radiogoniometer described in Brissaud et al. (2004). The radiative transfer model assumes an isotropization of the flux after the second interface and is fully described in Andrieu et al. (2015).

Two kinds of experiments were conducted. First, the specular spot was closely investigated, at high angular resolution, at the wavelength of 1.5  $\mu\text{m}$ , where ice behaves as a very absorbing media. Second, the bidirectional reflectance was sampled at various geometries, including low phase angles on 61 wavelengths ranging from 0.8 to 2.0  $\mu\text{m}$ .

In order to validate the model, we made qualitative tests to demonstrate the relative isotropization of the flux. We also conducted quantitative assessments by using a Bayesian inversion method in order to estimate the parameters (e.g., sample thickness, surface roughness) from the radiative measurements only. A simple comparison between the retrieved parameters and the direct independent measurements allowed us to validate the model.

We developed an innovative Bayesian inversion approach to quantitatively estimate the uncertainties in the parameters avoiding the usual slow Monte Carlo approach. First we built lookup tables, and then we searched the best fits and calculated a posteriori density probability functions. The results show that the model is able to reproduce the geometrical energy distribution in the specular spot, as well as the spectral behavior of water ice slabs. In addition, the different parameters of the model are compatible with independent measurements.

5138

TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



## 1 Introduction

Various species of ices are present throughout the solar system, from water ice and snow on Earth to nitrogen ice on Triton (Zent et al., 1989), not to forget carbon dioxide ice on Mars (Leighton and Murray, 1966). Ice- and snow-covered areas have a strong impact on planetary climate dynamics, as they can lead to significant regional-scale albedo changes at the surface and surface–atmosphere volatiles interactions. The physical properties of the cover also have an impact on the energy balance: for example, the albedo depends on the grain size of the snow (Dozier et al., 2009; Negi and Kokhanovsky, 2011), on the roughness of the interface (Lhermitte et al., 2014), on the presence or not and the physical properties of impurities (Dumont et al., 2014), or on the specific surface area (Picard et al., 2009; Mary et al., 2013). The study and monitoring of these parameters is a key to constraining the energy balance of a planet.

Radiative transfer models have proven essential for retrieving such properties and their evolution at a large scale, and different families exist. Ray-tracing algorithms, such as those described in Picard et al. (2009) for snow or Pilorget et al. (2013) for compact polycrystalline ice, simulate the complex path of millions of rays into the surface. They provide very accurate simulations but have the weakness of being time consuming. Analytical solutions of the radiative transfer in homogeneous granular media have been developed, for example, by Shkuratov et al. (1999) and Hapke (1981). They are fast, but when the surface cannot be described as homogeneous, they must be combined with another family of techniques such as discrete ordinate methods like DISORT (Stamnes et al., 1988). These methods have been widely studied on Earth snow (Carmagnola et al., 2013; Dozier et al., 2009; Dumont et al., 2010; Painter and Dozier, 2004) and other planetary cryospheres (Appéré et al., 2011; Eluszkiewicz and Moncet, 2003), modeling a granular surface. Compact polycrystalline ices have, however, been recognized to exist on several objects: CO<sub>2</sub> on Mars (Kieffer and Titus, 2001; Eluszkiewicz et al., 2005), N<sub>2</sub> on Triton and Pluto (Zent et al., 1989; Eluszkiewicz and Moncet, 2003) and probably SO<sub>2</sub> on Io (Eluszkiewicz and Moncet, 2003), owing to the very long light

5139

path lengths measured, over several decimeters. Radiative transfer is different in compact slabs or in granular media. We developed an approximated model (Andrieu et al., 2015) designed to study contaminated ice slabs, with a fast numerical implementation, which has already been numerically validated. The main objective of the model is the analysis of massive spectro-imaging planetary data of these surfaces. For this purpose, it is semi-analytic and quickly implemented. It is designed to retrieve the variations of thickness and impurity content of compact polycrystalline planetary ices.

In the present article, we will test the accuracy of this approximated model on laboratory spectroscopic measurements of pure water ice bidirectional reflectance distribution function (BRDF). The goal is to propose an inversion framework to retrieve surface properties, including uncertainties, in order to demonstrate the validity of the approach. In order to speed up the inversion, we based the algorithm on lookup tables that minimize the computation time of the direct model. This strategy will be very useful for analyzing real hyperspectral images. The thickness of ice estimated from the inversion is validated in comparison to real direct measurements. In addition, the specular lobe is adjusted to demonstrate that the model is able to reasonably fit the data with a coherent roughness value.

## 2 Description of the model

The model, from Andrieu et al. (2015), is inspired from an existing one described in Hapke (1981) and Douté and Schmitt (1998), which simulates the bidirectional reflectance of stratified granular media. It has been adapted to compact slabs, contaminated with pseudo-spherical inclusions, and a rough top interface. In the context of this work, we suppose a layer of pure slab ice, overlying an optically thick layer of granular ice, as described in Fig. 1. The roughness of the first interface is described using the probability density function of orientations of slopes defined in Hapke (1984). This distribution of orientations is fully described by a mean slope parameter  $\bar{\theta}$ . The ice matrix is described using its optical constants and its thickness. Within the slab, the

5140

TCD

9, 5137–5169, 2015

### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



model can also incorporate inclusions, assumed to be close to spherical and homogeneously distributed inside the matrix. They are described by their optical constants, their volumetric proportions and their characteristic grain sizes. There can be several different types of inclusions. Each type can be of any material but the one constituting the matrix: it can be any other kind of ice or mineral, or even bubbles.

Figure 2 illustrates the general principle of the model. The simulated bidirectional reflectance results from two separate contributions: specular and diffuse. The specular contribution of a measurement is estimated from the roughness parameter, the optical constants of the matrix, and the apertures of the light source and the detector. The surface is considered to be constituted of many unresolved facets, whose orientations follow the defined probability density function. The specular reflectance is obtained integrating every reflection on the different facets. The total reflection coefficient at the first rough interface is obtained by integrating specular contributions in every emergent direction, at a given incidence. This gives the total amount of energy transmitted into the system constituted of the contaminated slab and the substrate. The diffuse contribution is then estimated through solving the radiative transfer equation inside this system under various hypotheses. The following considerations are made. (i) The first transit through the slab is anisotropic due to the collimated radiation from the source, and that there is an isotropization at the second rough interface (i.e., when the radiation reach the semi-infinite substrate). For the refraction and the internal reflection, every following transit is considered isotropic. (ii) The geometrical optics are valid. This means that the size of the inclusions and the thickness of the slab layer must be larger than the considered wavelength. (iii) The inclusions inside the matrix are close to spherical and homogeneously distributed. The reflection and transmission factors of the layers are obtained using an analytical estimation of the Fresnel coefficients described in Chandrasekhar (1960) and Douté and Schmitt (1998), as well as a simple statistical approach, detailed in Andrieu et al. (2015). The contribution of the semi-infinite substrate is described by its single-scattering albedo. Finally, as the slab layer is under a collimated radiation from the light source, and under a diffuse radiation

5141

from the granular substrate, the resulting total bidirectional reflectance is computed using adding–doubling formulas.

### 3 Data

#### 3.1 Spectro-radiogoniometer

The bidirectional reflectance spectra were measured using the spectro-radiogoniometer from IPAG fully described in Brissaud et al. (2004). We collected spectra in the near infrared at incidences ranging from 40 to 60°, emergence angles from 0 to 50°, and azimuth angles from 0 to 180°. The sample is illuminated with a large monochromatic beam (divergence < 1°) and the near-infrared spectrum covering the range from 0.800 to 4.800 μm is measured by an InSb photovoltaic detector. This detector has a nominal aperture of 4.2°, which results in a field of view on the sample of approximately 20 mm in diameter. The minimum angular sampling of illumination and observation directions is 0.1°, with a reproducibility of 0.002°. In order to avoid azimuthal anisotropy, the sample is rotated during the acquisition. The sample rotation axis may be very slightly misadjusted, resulting in a notable angular drift on the emergence measured up to 1°.

#### 3.2 Ice BRDF measurements

The ice samples were obtained by sawing artificial columnar water ice into sections. These sections were put on top of an optically thick layer of compacted snow that was collected in Arselle, in the French Alps. The spectral measurements were conducted in a cold chamber at 263 K. However, the ice and the snow were unstable in the measurement's environment, due to the dryness of the chamber's atmosphere. The grain size of the snow showed an evolution, and the thickness of a given slab showed a decrease of 0.343 mm day<sup>-1</sup>. Each sample needs an acquisition time of 10 h. For each measurement, the ice slab was sliced, and its thickness was measured in five different

5142

TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion





locations. It was then set on top of the snow sample, and this system was put into rotation in the spectro-goniometer for the measurement. As the surface is not perfectly planar, the measured thickness is not constant. This results in an  $2\sigma$  standard deviation in the measurement of the thickness than ranges from 0.54 to 2.7 mm in our study, depending on the sample.

### 3.2.1 Specular contribution

The specular contribution was measured on a 12.51 mm thick slab sample on top of Arselle snow. This sample is described as sample 3 in the next paragraph. The illumination was at an incidence angle of  $50^\circ$ , and 63 different emergent geometries were sampled, ranging from  $45$  to  $55^\circ$  in emergence and from  $170$  to  $180^\circ$  in azimuth. A measure at the wavelength of  $1.5\mu\text{m}$  is shown in Fig. 5a. The sampling is  $1^\circ$  in emergence and azimuth within  $47$  and  $53^\circ$  in emergence and  $175$  and  $180^\circ$  in azimuth.

### 3.2.2 Diffuse reflectance spectra

The diffuse contribution was measured on three samples of different slab thickness. The three thicknesses were measured on different locations of the samples with a caliper before the spectro-goniometric measurement, resulting in  $h_1 = 1.42 \pm 0.47\text{ mm}$ ,  $h_2 = 7.45 \pm 0.84\text{ mm}$ ,  $h_3 = 12.51 \pm 2.7\text{ mm}$ , respectively, for samples 1, 2 and 3, with errors at  $2\sigma$ . Sixty-one wavelengths were sampled ranging from  $0.8$  to  $2.0\mu\text{m}$ . Spectra were collected on 39 different points of the BRDF for the incidence, emergence and azimuth angles:  $[40, 50, 60^\circ]$ ,  $[0, 10, 20]$  and  $[0, 45, 90, 140, 160, 180^\circ]$ , respectively. This set of angles results in only 39 different geometries because the azimuthal angle is not defined for a nadir emergence.

### 3.2.3 Snow diffuse reflectance spectra

Diffuse reflectance spectra of natural snow only were also measured. The objective was to estimate the effect of a slab layer on the BRDF. Figure 3 shows the reflectance

5143

factor vs. phase angle of the snow and the snow covered with a 1.42 mm thick ice slab (sample 1). It illustrates the two most notable effects of a thin layer of slab ice on top of an optically thick layer of snow. The most intuitive effect is to lower the level of reflectance: it is due to absorption during the long optical path lengths in the compact ice matrix. The second effect is that the radiation is more Lambertian than that of snow only. These data give credit to the first hypothesis of isotropization of the radiation formulated in the model (see Sect. 2). The description of the bottom granular layer as isotropic, defined only by its single-scattering albedo, may be considered simplistic, but this data set shows that a thin coverage of slab ice, even on a very directive material such as snow, is enough to strongly flatten the BRDF.

## 4 Method

We designed an inversion method aimed at massive data analysis. This method consists of two steps: first, the generation of a synthetic database that is representative of the variability in the model, and then comparison with actual data. To generate the synthetic database, we used optical constants for water ice at 270 K. The 7 K difference between the actual temperature of the room and the temperature assumed for the optical constants has a negligible effect. We combined the data sets of Warren and Brandt (2008) and Schmitt et al. (1998), making the junction at  $1\mu\text{m}$ , the former set for the shorter wavelengths and the latter for the wavelengths larger than  $1\mu\text{m}$ .

In order to validate the model on the specular reflection from the slab, we chose to use the reflectance at  $1.5\mu\text{m}$ , where the ice is very absorptive. Figures 4 and 5 clearly demonstrate that there is a negligible diffuse contribution in geometry outside the specular lobe from the sample with a 12.51 mm thick pure slab. Thus, the roughness parameter  $\bar{\theta}$  is the only one impacting the reflectance in the model. We chose to inverse this parameter first and validate the specular contribution.

We will then focus on the validation in the spectral domain, for the diffuse contribution. We will use the estimation of the roughness parameter  $\bar{\theta}$  obtained earlier and the

5144

TCD

9, 5137–5169, 2015

Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion





spectral data in order to estimate the slab thickness and the grain size of the snow substrate. To do this, we assume that the roughness is not changing significantly enough to have a notable impact on diffuse reflectance from one sample to another. This assumption is justified by the fact that the different columnar ice samples were made the same way, as flat as possible and the low value of  $\bar{\theta}$  retrieved as discussed in the next section. It is confirmed by the results of Sect. 4.2, which suggest a very low roughness, as expected. Such low roughness parameters have negligible influence on the amount of energy injected into the surface.

#### 4.1 Inversion strategy

The inversion consists in estimating the model parameters  $m$  from the models  $F(m)$  that are close to the data  $d$ . Tarantola and Valette (1982) showed that it can be mathematically solved by considering each element as a probability density function (PDF). In non-linear direct problems, the solution may not be analytically approached. Nevertheless, it is possible to sample the solutions' PDF with a Monte Carlo approach as shown in Mosegaard and Tarantola (1995), but this solution is very time consuming.

The actual observation is considered as prior information on the data  $\rho_D(d)$  in the observation space  $D$ . It is assumed to be a  $N$ -dimension Gaussian PDF  $\mathcal{G}(d_{\text{mes}}, \bar{\mathbf{C}})$ , confirmed with mean  $d_{\text{mes}}$  and covariance matrix  $\bar{\mathbf{C}}$ . The values  $r_i$  are the observations for each element (angular or spectral as described later). The covariance matrix  $\bar{\mathbf{C}}$  is assumed here to be diagonal since measurements at a given geometry/wavelength are independent of the other measurements. The diagonal elements  $C_{ii}$  are  $\sigma_1^2, \dots, \sigma_N^2$ , with  $\sigma_i$  being the standard deviations of each measurement. The prior information on model parameters  $\rho_M(m)$  in the parameters space  $M$  is independent of the data and corresponds to the state of null information  $\mu_D(d)$  if no information is available on the parameters. We consider a uniform PDF in their definition space  $M$ . The posterior PDF in the model space  $\sigma_M(m)$  as defined by Tarantola and Valette (1982) is

5145

$$\sigma_M(m) = k \rho_M(m) L(m), \quad (1)$$

where  $k$  is a constant and  $L(m)$  is the likelihood function,

$$L(m) = \int_D d d' \frac{\rho_D(d) \theta(d | m)}{\mu_D(d)}, \quad (2)$$

where  $\theta(d | m)$  is the theoretical relationship of the PDF for  $d$  given  $m$ . We do not consider errors on the model itself, so  $\theta(d | m) = \delta(F(m))$  is also noted  $d_{\text{sim}}$  for simulated data. So the likelihood is simplified into

$$L(m) = \mathcal{G}(F(m) - d_{\text{mes}}, \bar{\mathbf{C}}), \quad (3)$$

and in the case of an uniform prior information  $\rho_M(m)$ , the posterior PDF is

$$\sigma_M(m) = k L(m). \quad (4)$$

This expression is explicitly

$$\sigma_M(m) = k \cdot \exp \left( -\frac{1}{2} \times^t (F(m) - d_{\text{mes}}) \bar{\mathbf{C}}^{-1} (F(m) - d_{\text{mes}}) \right). \quad (5)$$

The factor  $k$  is adjusted to normalize the PDF. The mean value of the estimated parameter can be computed by

$$\langle m \rangle = \int_M m \cdot \sigma_M(m) dm, \quad (6)$$

and the standard deviation,

5146

TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



$$\sigma_{\langle m \rangle} = \int_M (m - \bar{m})^2 \cdot \sigma_M(m) dm. \quad (7)$$

In order to speed up the inversion strategy but keep the advantage of the Bayesian approach, we choose to sample the parameter space  $M$  with regular and reasonably fine steps, noted  $i$ . The likelihood for each element is

$$L(i) = \exp \left( -\frac{1}{2} \times {}^t (\mathbf{d}_{\text{sim}}(i) - \mathbf{d}_{\text{mes}}) \overline{\mathbf{C}}^{-1} (\mathbf{d}_{\text{sim}}(i) - \mathbf{d}_{\text{mes}}) \right). \quad (8)$$

The derivation of posterior PDF with such formalism for specular lobe inversion and for spectral inversion is explained in the next sections.

## 4.2 Specular lobe

To study the specular spot, we have to consider the whole angular sampling of the spot as single data measurement. Similar to the “pixel” (contraction of *picture element*), we choose to define the “angel” (contraction of *angular element*), as a single element in a gridded angular domain. Interestingly, angel also refers to a supernatural being represented in various forms of glowing light. A single angel measurement could not well constrain the model, even at different wavelengths. Instead a full sampling around the specular lobe should be enough, even at one single wavelength. We chose a wavelength where the diffuse contribution was negligible in order to simplify the inversion strategy. We first generated a synthetic database (lookup table), using the direct radiative transfer model. We simulated spectra in the same geometrical conditions, for a 12.5mm thick ice layer over a granular ice substrate constituted of 1000µm wide grains. These two last parameters are not important since the absorption is so high in ice, such that the main contribution is from the specular reflection, and the diffuse contribution is negligible.

5147

The sampling of the parameter space, i.e., the lookup table, must correctly represent every possible variability. For this study, we sampled the roughness parameter from 0.1 to 5° with a constant step  $d\bar{\theta} = 0.01^\circ$ . We use a likelihood function  $L$  defined in Eq. (8), where  $\mathbf{d}_{\text{sim}}$  and  $\mathbf{d}_{\text{mes}}$  are  $n_{\text{geom}}$ -elements vectors, with  $n_{\text{geom}}$  the number of angels (63 in this study). They respectively represent the simulated and measured reflectance at a given wavelength in every geometry.  $\overline{\mathbf{C}}$  is a  $n_{\text{geom}} \times n_{\text{geom}}$  matrix. It represents the uncertainties in the data. In this case, we considered each wavelength independently, thus generating a diagonal matrix, containing the level of errors given by the technical data of the instrument described by Brissaud et al. (2004). The roughness parameter  $\bar{\theta}$  returned by the inversion will be described by its normalized PDF:

$$\mathcal{P}\{\bar{\theta}(i)\} = \frac{L(i) d\bar{\theta}}{\sum_j L(j) d\bar{\theta}} = \frac{L(i)}{\sum_j L(j)}. \quad (9)$$

The best match is the value  $\bar{\theta}(i)$  with the highest probability. The full PDF can be estimated by its mean,

$$\langle \bar{\theta} \rangle = \frac{\sum_i \bar{\theta}(i) L(i)}{\sum_i L(i)}, \quad (10)$$

and associated standard deviations,

$$\sigma_{\langle \bar{\theta} \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_i (\bar{\theta}(i) - \langle \bar{\theta} \rangle)^2 L(i)}{\sum_i L(i)}}. \quad (11)$$

We give error bars on the results that correspond to two standard deviations, and thus a returned value for  $\bar{\theta}$  that is

$$\bar{\theta}_r = \langle \bar{\theta} \rangle \pm 2\sigma_{\langle \bar{\theta} \rangle}. \quad (12)$$

5148

TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



### 4.3 Diffuse spectra

When out of the specular spot, the radiation is controlled by the complex transfer through the media (slab ice and bottom snow). The experimental samples were made of pure water slab ice, without impurity. We generated the lookup table for every measurement geometry at very high spectral resolution ( $4.10^{-2}$  nm) as required by the variability in the optical constants of water ice, and then down-sampled it at the resolution of the instrument (2 nm). We sampled the 17 085 combinations of two parameters for the 39 different geometries:  $p_1$  the thickness of the slab from 0 to 20 mm (noted  $i = [1, 201]$ ) every 0.1 mm (noted  $dp_1$ ), and  $p_2$  the grain size of the granular substrate from 2 to 25  $\mu\text{m}$  every 1  $\mu\text{m}$  and from 25 to 1500  $\mu\text{m}$  every 25  $\mu\text{m}$  (noted  $j = [1, 85]$ ) and the corresponding  $dp_2(j)$ ). The parameters space is thus irregularly paved with  $dp(i, j) = dp_1 \cdot dp_2(j)$ .

For the inversion, we used the same method as previously described, with a likelihood function  $L$  that is written as in Eq. (8). Two different strategies were adopted. First, we inverted each spectra independently. Thirty-nine geometries were sampled (described in Sect. 3.2), and thus we conducted 39 inversions for each sample. This time  $\mathbf{d}_{\text{sim}}$  and  $\mathbf{d}_{\text{mes}}$  are thus respectively the simulated and measured spectra. Then  $\mathbf{d}_{\text{sim}}$  and  $\mathbf{d}_{\text{mes}}$  are  $n_b$ -elements vectors, where  $n_b$  is the number of bands (61 in this study) and  $\mathbf{C}$  is a  $n_b \times n_b$  matrix. As previously (see Sect. 4.2), we considered each wavelengths independently, thus generating a diagonal matrix, containing the level of errors given by the technical data of the instrument given by Brissaud et al. (2004). The error is a percentage of the measurement, and thus  $\mathbf{C}$  will be different for every inversion.

Secondly, we inverted the BRDF as a whole, for each sample. For this method,  $\mathbf{d}_{\text{sim}}$  and  $\mathbf{d}_{\text{mes}}$  are respectively the simulated and measured BRDF and are thus  $n_b \times n_{\text{geom}}$ -elements vectors (2379 in this study), where  $n_b$  is the number of bands (61 in this study) and  $n_{\text{geom}}$  is the number of geometries (39 in this study) sampled.

5149

$\mathbf{C}$  is a  $(n_b \times n_{\text{geom}}) \times (n_b \times n_{\text{geom}})$  diagonal matrix, containing the errors on the data. We represent the results the same way as previously, but there are two parameters to inverse. For the sake of readability, we plot the normalized marginal probability density function for each parameter. We present here the general method for the inversion of  $n_p = 2$  parameters: the slab thickness and the grain size of the substrate. The PDF for the two parameters  $p$  is described by

$$\mathcal{P}\{p(i, j)\} = \frac{L(i, j) dp(i, j)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)}. \quad (13)$$

For a given parameter  $p_1$ , the marginal PDF of the solution is

$$\mathcal{P}\{p_1(i)\} = \frac{L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)}, \quad (14)$$

with  $L'(i) = \sum_j L(i, j) dp_2(j)$ . The best match is the value  $p_1(i)$  with the highest probability. The marginal PDF can be described by the mean,

$$\langle p_1 \rangle = \frac{\sum_i p_1(i) L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)}, \quad (15)$$

and the associated standard deviation,

$$\sigma_{\langle p_1 \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_i (p_1(i) - \langle p_1 \rangle)^2 L'(i) dp_1(i)}{\sum_i \sum_j L(i, j) dp(i, j)}}. \quad (16)$$

As for the roughness parameter, we give error bars on the results that correspond to two standard deviations, and thus a returned value for  $p_1$  that is

$$p_{1r} = \langle p_1 \rangle \pm 2\sigma_{\langle p_1 \rangle}. \quad (17)$$

5150

TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

**Radiative transfer  
model for  
contaminated slabs:  
experimental  
validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



### 5.1 Specular lobe

We performed the inversion taking into account 63 angel measurements, but for the sake of readability, Fig. 4 represents only the reflectance in the principle plane. The shapes and the intensities in Fig. 4a are compatible, but the measurement and simulation are not centered at the same point. The simulation is centered at the geometrical optics specular point (emergence  $50^\circ$  and azimuth  $180^\circ$ ), whereas the measurement seems to be centered around an emergence of  $50.5^\circ$ . This could be due to slight misadjustment of the rotation axis of the sample in the instrument. This kind of misadjustment is common, and can easily result in a notable shift up to  $1^\circ$  of the measure. We simulated different possible shifts in this range, and found a best match represented in Fig. 4b for a shift of  $0.5^\circ$  in emergence, as was suggested by the first plot in Fig. 4a, and  $0.2^\circ$  in azimuth. The measurements and the best match are represented in Fig. 5. The shape and the magnitude of the specular lobe are very well reproduced. Both lobes show a small amount of asymmetry forward. This asymmetry is not due to the sampling as it is also present when the simulation is not shifted (see the red curve in Fig. 4). It is due to an increase in the Fresnel reflection coefficient when the phase angle increases for this range of geometries. Figure 6 shows the PDF a posteriori for the parameter  $\bar{\theta}$ . The best match was obtained with  $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ . The inversion method gives a result with a close to Gaussian shape at  $\bar{\theta} = 0.424^\circ \pm 0.046^\circ$ . Unfortunately, we have no direct measurements of  $\bar{\theta}$ . It would require a digital terrain model of the sample that is difficult to obtain in icy samples. Still, we find a low value, which is consistent with the production in laboratory of slabs of columnar ice that are very flat, but still imperfect as described in the data set. The average slope is compatible with a long-wavelength slope at the scale of the sample, demonstrating that the micro-scale was not important in our case. Indeed, for a sample that has a length  $L$ , a  $1\sigma$  standard deviation on the thickness  $\Delta h$  can be attributed to a general slope  $\vartheta = \arctan\left(\frac{\Delta h}{L}\right)$  due to a small error in the parallelism of the two surfaces of the slab. In the case of sample 3,  $L = 20$  cm

5151

and  $\Delta h = 1.35$  mm result in  $\vartheta = 0.39^\circ$ , which is compatible with the roughness given by the inversion. We thus think that what we see is an apparent roughness due to a small general slope on the samples, and that the roughness at the surface is much lower than this value.

Moreover, the value retrieved by the inversion is very well constrained as the probability density function is very sharp. This means that we have an a posteriori uncertainty on the result that is very low. The quality of the reproduction of the specular spot by the model suggests that the surface slope description is a robust description despite its apparent simplicity. In particular, one single slope parameter is enough to describe this surface.

### 5.2 Diffuse

To reproduce diffuse reflectance we used the results obtained with the specular measurements and assumed that the roughness of the samples was not changing much between the experiments. The range of variations in roughness should be negligible in the spectral analysis. We simulated slabs over snow, having the grain size of the substrate and the thickness of the slab as free parameters. Figure 7 represents examples of the best matches we obtained for the three measured samples at various geometries. We also represented the mismatch between the best fits and the observations. We find an agreement between the data and the model that is acceptable. Nevertheless, there seems to be a decrease in quality in the fits as the thickness increases. Figure 8 shows an example of the marginal PDF for the three samples that are associated with the previous fits. The thickness is well constrained as the marginal probability density functions a posteriori are relatively sharp and very close to Gaussian. However, the grain size of the substrate seems to have a limited impact on the result since it is little constrained. The marginal PDFs for the grain size of the substrate are broad, and thus the a posteriori relative uncertainties in the result are very high. Unfortunately, we have no reliable measurement of the grain size of the substrate, as it is evolving during

5152

#### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



#### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion





the time of the measurements. The general trend of decreasing grain size seems to be in agreement with visual assessment.

Figure 9 shows the measurements and the final result of the inversion of the thickness for the three samples, and for 39 measurement geometries independently. The data and the model are compatible. Still, the thickness of sample 1 is slightly overestimated. This may reveal a sensitivity limit of the model. The thickness of sample 3 seems underestimated. This could be partly due to the duration of the measurement: the slab sublimates as the measure is being taken. Moreover, the specular measurements were performed on that sample, increasing even more the duration of the experiment. The inversions points in Fig. 9 are sorted by increasing incidence and, for each incidence, by increasing azimuth. There seems to be an influence of the geometry on the returned result: it is particularly clear for sample 2. The estimated thickness tends to increase with incidence and decrease with azimuth. This effect disappears for large thicknesses (sample 3). Figure 10 shows the measure and the best match at the  $\lambda = 1.0\mu\text{m}$  wavelength when conducting the inversion on the whole BRDF data set for each sample. The relatively flat behavior of the radiation with the phase angle is reasonably well reproduced. The quality of the geometrical match increases with the thickness of the sample. This is consistent with the fact that a thicker slab will permit a stronger isotropization of the radiation. It is also consistent with the disappearance of the geometrical dependence on the estimation for large thicknesses noted in Fig. 9. The values of thicknesses returned by the inversion are displayed in Fig. 11a: they are also compatible with the data, and the results are close to the one given by independent inversions on each geometry (see Figs. 8 and 9). The grain sizes returned, even if compatible with the independent inversion results, are at the boundary of the definition range of the parameter for samples 2 and 3. This means that the model cannot estimate this parameter correctly. Indeed, as displayed in Fig. 11, the a posteriori marginal PDFs for samples 2 and 3 are very close to a Dirac delta function at the lower limit of the domain. This means that the model inversion process cannot fit a value for this parameter inside the definition domain that is fully satisfying. This suggests an evolution of the conditions of the experiment between the measure for sample 1 and the others. The fact that the returned value is at the lower boundary of the grain-size range suggests that the actual grain size of the snow is lower than this value. Unfortunately, such a grain size would contradict the fundamental hypothesis of geometrical optics assumed by the model. These results shall thus be interpreted as grain sizes smaller than the limit of detection. This kind of very small grain size could be produced during the experiments by a small temperature difference between the slabs and the natural snow, resulting in the condensation of frost at the bottom of the slab layer.

5153

lution of the conditions of the experiment between the measure for sample 1 and the others. The fact that the returned value is at the lower boundary of the grain-size range suggests that the actual grain size of the snow is lower than this value. Unfortunately, such a grain size would contradict the fundamental hypothesis of geometrical optics assumed by the model. These results shall thus be interpreted as grain sizes smaller than the limit of detection. This kind of very small grain size could be produced during the experiments by a small temperature difference between the slabs and the natural snow, resulting in the condensation of frost at the bottom of the slab layer.

## 6 Discussion and conclusion

The aim of this present work is to validate an approximate radiative transfer model developed in Andrieu et al. (2015) using several assumptions. The most debated one is the isotropization of the radiation when it reaches the substrate. We first qualitatively validated this assumption with snow and ice data. We then quantitatively tested and validated our method using a pure slab ice with various thickness and snow as a bottom condition. The thicknesses retrieved by the inversion are compatible with the measurements for every geometry, demonstrating the robustness of this method to retrieve the slab thickness from spectroscopy only. The result given by the inversion of the whole data set is also compatible with the measurements.

We also validate the angular response of such slabs in the specular lobe. Unfortunately, it was not possible to measure the micro-topography in detail to compare with the retrieved data. Nevertheless, we found a very good agreement between the simulation and the data. The average slope is compatible with a long-wavelength slope at the scale of the sample, demonstrating that the micro-scale was not important in our case. This is probably due to the sharp slicing method used. In future work, an experimental validation of the specular lobe and roughness should be addressed.

The large uncertainties in the grain size inversion demonstrate that the bottom condition is less important than the slab for the radiation field at first order, as expected.

5154

TCD

9, 5137–5169, 2015

### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

### Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



Even at a thickness of 1.4 mm, since water ice is highly absorbent, the bottom layer is difficult to sense.

In Fig. 7, there seems to be a decrease in the quality of the fit when the slab thickness increases. We explain it by the order in which the experiments were conducted. Indeed, the first measurement was on the thinnest slab and the last on the thickest. During that time, the snow substrate was sublimating. The errors in the fits could be due to the increasing contamination in the substrate. The natural snow cannot be perfectly pure: as it sublimates during the measurements, the contribution of the contaminants becomes stronger and stronger. These contaminants are not known and are not taken into account in the model. A way to avoid this problem could be to set the slab ice on top of a non-volatile granular material, such as dry mineral sand, whose optical constants are known or can be determined. However this would not solve another problem, which is the re-condensation of water into frost between the granular substrate and the slab.

The comparison of the a posteriori uncertainties in the thickness of the slab and the grain size of the snow substrate illustrates the fact that those uncertainties depend both on the constraint brought by the model itself and the uncertainty introduced into the measurement, which only the Bayesian approach can handle. The use of Bayesian formalism is thus very powerful in comparison with traditional minimization techniques.

We propose here a fast and innovative inversion method aiming at massive inversion, for instance for remote sensing spectro-imaging data, that enables accurate estimation of the uncertainties in the model's parameters. As an example, the lookup tables used for this project were computed in  $\sim 150$  s for the roughness study (1763 wavelengths sampled, 30 933 spectra) and  $\sim 2.5$  h for the thickness and grain size study (33 186 wavelengths sampled, 666 315 spectra). The inversions themselves were performed in less than one-tenth of a second for specular lobe and independent spectral inversions, and 2 s for BRDF-as-a-whole inversions. Every calculation was computed on one Intel CPU with 4 GB RAM. It has to be noted that once the lookup table has been created, an unlimited number of inversions can be conducted. The model is fast and the inversion is highly parallel and thus adapted to the study of the compact ice-covered surfaces of

5155

the solar system. For inversions over very large databases, the code has been adapted to GPU parallelization. It is also possible to increase the speed of the calculation of the lookup tables by means of multi-CPU computing.

## References

- Andrieu, F., Douté, S., Schmidt, F., and Schmitt, B.: Radiative transfer model for contaminated rough slabs, ArXiv e-prints, Appl. Optics, accepted, 2015. 5138, 5140, 5141, 5154, 5160
- Appéré, T., Schmitt, B., Langevin, Y., Douté, S., Pommerol, A., Forget, F., Spiga, A., Gondet, B., and Bibring, J.-P.: Winter and spring evolution of northern seasonal deposits on Mars from OMEGA on Mars Express, J. Geophys. Res.-Planet., 116, E05001, doi:10.1029/2010JE003762, 2011. 5139
- Brissaud, O., Schmitt, B., Bonnefoy, N., Douté, S., Rabou, P., Grundy, W., and Fily, M.: Spectrogonio radiometer for the study of the bidirectional reflectance and polarization functions of planetary surfaces. 1. Design and tests, Appl. Optics, 43, 1926–1937, 2004. 5138, 5142, 5148, 5149
- Carmagnola, C. M., Domine, F., Dumont, M., Wright, P., Strellis, B., Bergin, M., Dibb, J., Picard, G., Libois, Q., Arnaud, L., and Morin, S.: Snow spectral albedo at Summit, Greenland: measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack, The Cryosphere, 7, 1139–1160, doi:10.5194/tc-7-1139-2013, 2013. 5139
- Chandrasekhar, S.: Radiative Transfer, Dover, New York, 1960. 5141
- Douté, S., and Schmitt, B.: A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths, J. Geophys. Res., 103, 31367–31389, doi:10.1029/98JE01894, 1998. 5140, 5141
- Dozier, J., Green, R. O., Nolin, A. W., and Painter, T. H.: Interpretation of snow properties from imaging spectrometry, Remote Sens. Environ., 113, Supplement 1, S25–S37, 2009. 5139
- Dumont, M., Brissaud, O., Picard, G., Schmitt, B., Gallet, J.-C., and Arnaud, Y.: High-accuracy measurements of snow Bidirectional Reflectance Distribution Function at visible and NIR wavelengths – comparison with modelling results, Atmos. Chem. Phys., 10, 2507–2520, doi:10.5194/acp-10-2507-2010, 2010. 5139

5156

TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



- Dumont, M., Brun, E., Picard, G., Michou, M., Libois, Q., Petit, J.-R., Geyer, M., Morin, S., and Josse, B.: Contribution of light-absorbing impurities in snow to Greenland's darkening since 2009, *Nat. Geosci.*, 7, 509–512, doi:10.1038/ngeo2180, 2014. 5139
- Eluszkiewicz, J. and Moncet, J.-L.: A coupled microphysical/radiative transfer model of albedo and emissivity of planetary surfaces covered by volatile ices, *Icarus*, 166, 375–384, 2003. 5139
- Eluszkiewicz, J., Moncet, J.-L., Titus, T. N., and Hansen, G. B.: A microphysically-based approach to modeling emissivity and albedo of the martian seasonal caps, *Icarus*, 174, 524–534, 2005. 5139
- Hapke, B.: Bidirectional reflectance spectroscopy: 1. Theory, *J. Geophys. Res.*, 86, 3039–3054, doi:10.1029/JB086iB04p03039, 1981. 5139, 5140
- Hapke, B.: Bidirectional reflectance spectroscopy: 3. Correction for macroscopic roughness, *Icarus*, 59, 41–59, 1984. 5140
- Kieffer, H. H. and Titus, T. N.: TES mapping of Mars' north seasonal cap, *Icarus*, 154, 162–180, 2001. 5139
- Leighton, R. B. and Murray, B. C.: Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars, *Science*, 153, 136–144, 1966. 5139
- Lhermitte, S., Abermann, J., and Kinnard, C.: Albedo over rough snow and ice surfaces, *The Cryosphere*, 8, 1069–1086, doi:10.5194/tc-8-1069-2014, 2014. 5139
- Mary, A., Dumont, M., Dedieu, J.-P., Durand, Y., Sirguey, P., Milhem, H., Mestre, O., Negi, H. S., Kokhanovsky, A. A., Lafaysse, M., and Morin, S.: Intercomparison of retrieval algorithms for the specific surface area of snow from near-infrared satellite data in mountainous terrain, and comparison with the output of a semi-distributed snowpack model, *The Cryosphere*, 7, 741–761, doi:10.5194/tc-7-741-2013, 2013. 5139
- Mosegaard, K. and Tarantola, A.: Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems, *J. Geophys. Res.*, 100, 12431–12447, doi:10.1029/94JB03097, 1995. 5145
- Negi, H. S. and Kokhanovsky, A.: Retrieval of snow albedo and grain size using reflectance measurements in Himalayan basin, *The Cryosphere*, 5, 203–217, doi:10.5194/tc-5-203-2011, 2011. 5139
- Painter, T. H. and Dozier, J.: The effect of anisotropic reflectance on imaging spectroscopy of snow properties, *Remote Sens. Environ.*, 89, 409–422, 2004. 5139

5157

- Picard, G., Arnaud, L., Domine, F., and Fily, M.: Determining snow specific surface area from near-infrared reflectance measurements: numerical study of the influence of grain shape, *Cold Reg. Sci. Technol.*, 56, 10–17, 2009. 5139
- Pilorget, C., Vincendon, M., and Poulet, F.: A radiative transfer model to simulate light scattering in a compact granular medium using a Monte Carlo approach: validation and first applications, *J. Geophys. Res.-Planet.*, 118, 2488–2501, doi:10.1002/2013JE004465, 2013. 5139
- Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F., and Grundy, W. M.: Optical properties of ices from UV to infrared, in: *Solar System Ices*, vol. 227 of *Astrophysics and Space Science Library*, edited by: Schmitt, B., de Bergh, C., and Festou, M., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1199–240, 1998. 5144
- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffmann, H., and Arnold, G.: A model of spectral albedo of particulate surfaces: implications for optical properties of the Moon, *Icarus*, 137, 235–246, doi:10.1006/icar.1998.6035, 1999. 5139
- Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K.: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, 27, 2502–2509, 1988. 5139
- Tarantola, A. and Valette, B.: Inverse problems – quest for information, *J. Geophys.*, 50, 150–170, 1982. 5145
- Warren, S. G. and Brandt, R. E.: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave: a revised compilation, *J. Geophys. Res.*, 113, D14220, doi:10.1029/2007JD009744, 2008. 5144
- Zent, A. P., McKay, C. P., Pollack, J. B., and Cruikshank, D. P.: Grain metamorphism in polar nitrogen ice on Triton, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 965–968, doi:10.1029/GL016i008p00965, 1989. 5139

5158

TCD

9, 5137–5169, 2015

# **Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

# **Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations**

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

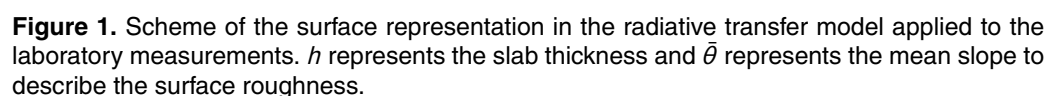
Close

Full Screen / Esc

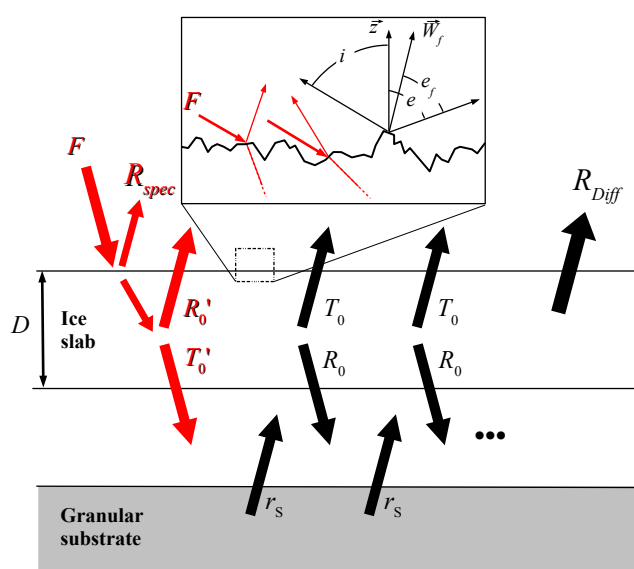
Printer-friendly Version

Interactive Discussion



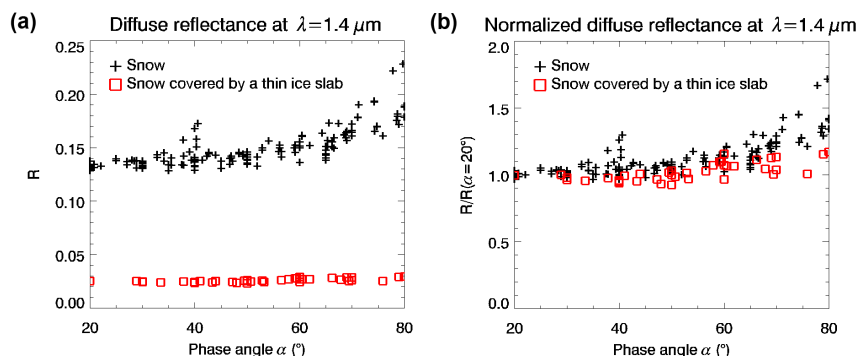


5159



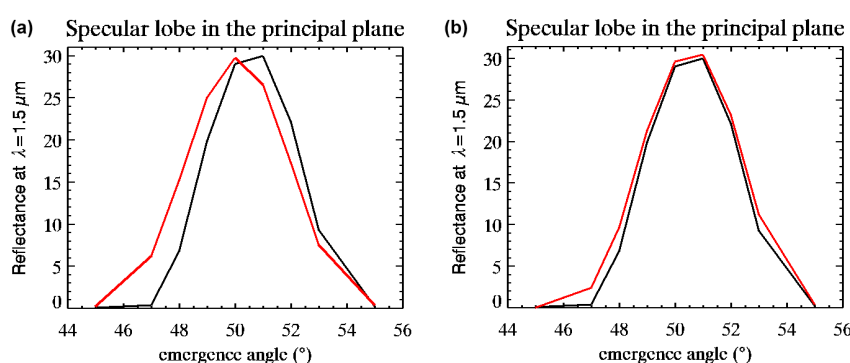
**Figure 2.** Illustration of the radiative transfer in the surface. Anisotropic transits are represented in red.  $F$  is the incident radiation flux,  $R_{\text{spec}}$  and  $R_{\text{Diff}}$  are respectively the specular and diffuse contributions to the reflectance of the surface,  $r_s$  is the Lambertian reflectance of the granular substrate, and  $R_0$  and  $T_0$  are respectively the total reflection and transmission factors of the slab layer. A prime indicates an anisotropic transit. The reflection and transmission factors are different in the cases of isotropic or anisotropic conditions. The granular and slab layers are artificially separated in this figure to help the understanding of the coupling between the two layers. Top: illustration of the reflections and transmission at the first interface, used in the calculations of  $R_{\text{spec}}$  and the determination of the amount of energy injected into the surface.  $z$  is the normal to the surface,  $\mathbf{W}_f$  the local normal to a facet,  $i$  and  $e$  are respectively the incidence and emergence angle, and  $\theta_f$  is the local emergence angle for a facet. Each different orientation of a facet will lead to a different transit length in the slab. A more detailed description can be found in Andrieu et al. (2015).





**Figure 3.** (a) Reflectance factor at a wavelength of  $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$  vs. phase angle for snow only (black crosses) and the same snow but covered with a  $1.42 \pm 0.27 \text{ mm}$  water ice slab (red squares). The thin layer of slab ice not only lowers the level of reflectance as expected but also seems to isotropize the reflected radiation. This is clearer on plot (b), which represents the same data but normalized by the value at a phase angle  $\alpha = 20^\circ$ . This data shows that even a very thin layer of ice has a strong effect on the directivity of the surface. This justifies the approximation of isotropization at the second interface supposed by the model, and the description of the substrate using only its single-scattering albedo.

5161



**Figure 4.** (a) Measured (black) and simulated (red) reflectance at  $1.5 \mu\text{m}$  in the principal plan for an incidence angle of  $50^\circ$ . The specular lobe measured is not centered at  $50^\circ$ . The sample may be slightly misadjusted resulting in a general drift on the observation. (b) Measured (black) and simulated (red) reflectance at  $1.5 \mu\text{m}$  in the principal plan for an incidence angle of  $50^\circ$ . We simulated a small misadjustment of the sample, resulting in a shift of the observation of  $0.5^\circ$  in emergence and  $0.2^\circ$  in azimuth. With this adjustments, the model reproduces the data well.

5162

TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

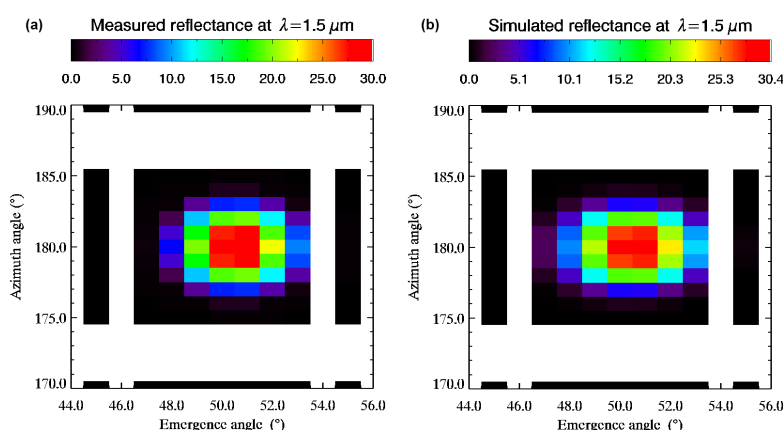
Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

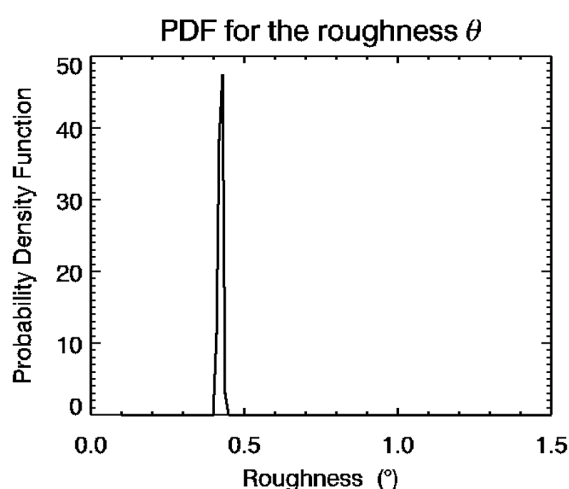
Interactive Discussion





**Figure 5.** Measured and simulated reflectance around the specular geometry at  $1.5\mu\text{m}$  for an incidence angle of  $50^\circ$ . The simulation was computed assuming the determined shift of  $0.5^\circ$  in emergence and  $0.2^\circ$  in azimuth. The shape and the intensity of the specular lobe are well reproduced.

5163



**Figure 6.** Probability density function a posteriori for the roughness parameter  $\bar{\theta}$ , noted  $\mathcal{P}\{\bar{\theta}\}$ . This function is very sharp and thus the parameter  $\bar{\theta}$  is well constrained. The inverted value at  $2\sigma$  is  $\bar{\theta} = 0.424 \pm 0.046^\circ$ . The best match is obtained for  $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ .

5164

TCD

9, 5137–5169, 2015

# Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

# Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

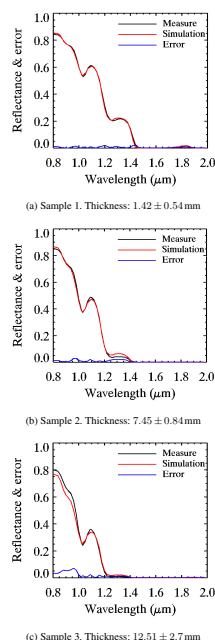
Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

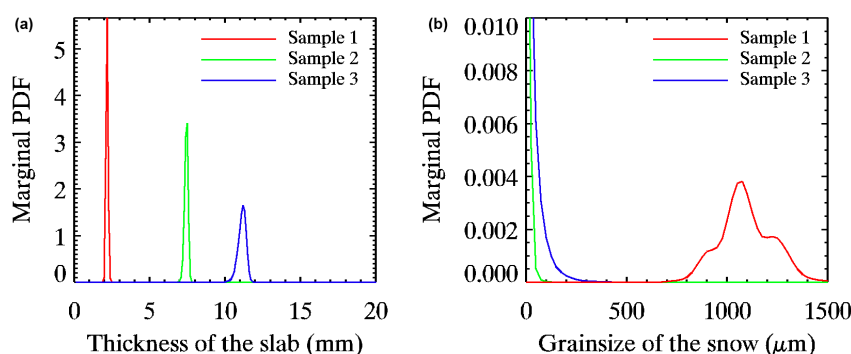
Interactive Discussion





**Figure 7.** Measured and best match of simulated reflectance spectra for the geometry of the best match for each sample: at incidence  $40^\circ$ , emergence  $10^\circ$  and azimuth  $140^\circ$  for sample 1 **(a)**; at incidence  $40^\circ$ , emergence  $20^\circ$  and azimuth  $45^\circ$  for sample 2 **(b)**; and at incidence  $60^\circ$  and emergence  $0^\circ$  for sample 3 **(c)**. The thicknesses indicated in the captions were measured before putting the sample into the spectro-goniometer, and the errors are given at  $2\sigma$ . The absolute differences are shown in blue on each graph. The simulated spectra well reproduce the data within the range of a priori uncertainties. For sample 3 **(c)**, the reflectances in the  $0.8\text{--}1.0\text{ }\mu\text{m}$  range are not very well reproduced. The model cannot match the high levels of the measurement. This could be explained by a change in the experimental protocol, leading to the condensation of very fine frost at the bottom of the slab layer.

5165



**Figure 8.** Marginal probability density functions a posteriori for **(a)** the thickness of the slab  $\mathcal{P}\{p_1(i)\}$  and **(b)** the grain size of the snow substrate  $\mathcal{P}\{p_2(j)\}$  for the three samples, and for the geometries described in Fig. 7. The functions are very sharp and very close to Gaussian for the thickness of the slab **(a)** but are broad for the grain size of the substrate **(b)**. The thickness is well constrained by the inversion, whereas the grain size of the substrate cannot be determined with high precision.

5166

TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

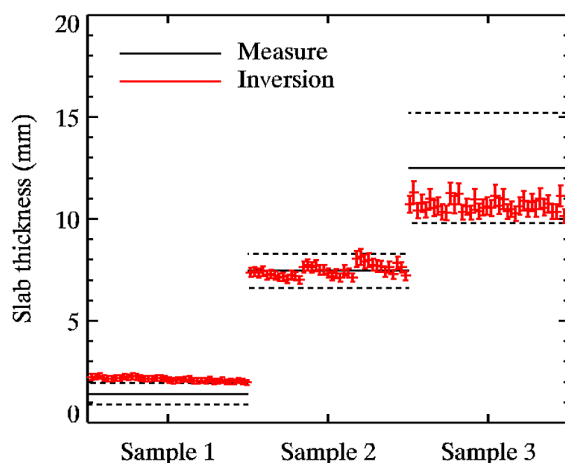
Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

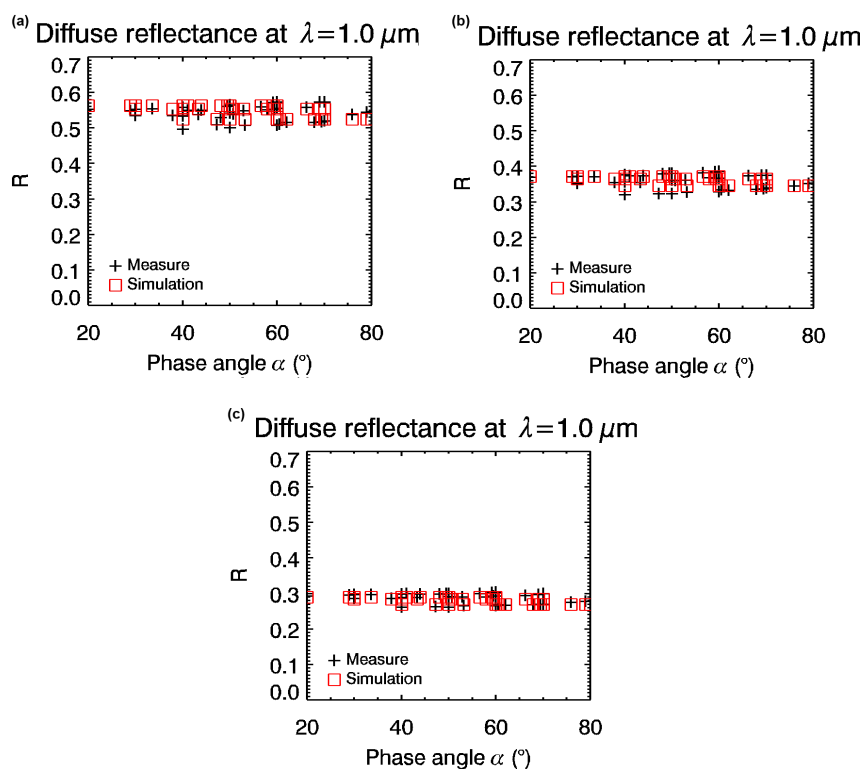
Interactive Discussion





**Figure 9.** Results of the inversions and measures with error bars at  $2\sigma$  for samples 1, 2 and 3, and for the 39 different geometries of measurement. The thicknesses retrieved and measured are compatible. The inversion points (in red) are sorted by incidence (3 values), and each incidence is then sorted by azimuth (13 values: 1 for emergence  $0^\circ$  and 6 each for the  $10^\circ$  and  $20^\circ$  emergences). The geometry appears to have an impact on the result for sample 1 and 2. The thickness estimated seems to increase with incidence and decrease with azimuth. The geometrical effect disappears for large thicknesses.

5167

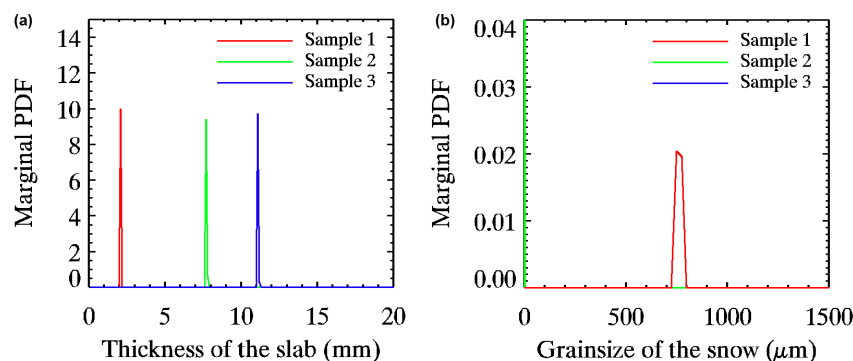


**Figure 10.** Measured and simulated reflectance factor at  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  for (a) sample 1, (b) sample 2 and (c) sample 3. The simulation reasonably well reproduces, if not perfectly, the geometrical behavior of the surfaces. The quality of the geometrical simulation seems to increase with the thickness of the slab. This is consistent with the isotropization effect of a slab, which will increase with the thickness.

5168

# Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.



**Figure 11.** Marginal probability density functions a posteriori for **(a)** the thickness of the slab  $\mathcal{P}\{p_1(i)\}$  and **(b)** the grain size of the snow substrate  $\mathcal{P}\{p_2(j)\}$  for the three samples. The functions are very sharp and very close to Gaussian for the thickness of the slab **(a)**. The a posteriori uncertainties in the results are much smaller than the previous ones, because the data set is larger and thus more constraining. Still, these uncertainties are not fully reliable, as the model cannot perfectly reproduce the BRDF within the a priori uncertainties (see Fig. 10). **(b)** The grain size can be determined on sample 1, and is consistent with the results on inversions of single spectra (see Fig. 8). However, they cannot be inverted for sample 2 and 3, as the returned probability density function is close to a Dirac delta function at the boundary of the definition range.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



# Liste des publications et communications relatives à la thèse

## Article publiés dans des revues à comité de lecture :

Andrieu, F. ; Douté, S. ; Schmidt, F. & Schmitt, B. Radiative transfer model for contaminated slabs, *Applied Optics*, 2015, 54 (accepté)

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Schmitt, B. ; Douté, S. & Brissaud, O. Radiative transfer model for contaminated slabs : experimental validations, *The Cryosphere Discussions*, 2015, 9, 5137-5169 (soumis)

## Communications lors de congrès internationaux :

Andrieu, F. ; Nachon, M. ; Schmidt, F. ; Gargani, J. & Douté, S. CO<sub>2</sub> ice state at the Martien dark spots. European Planetary Science Congress 2012, 2012, 1, 892 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. & Douté, S. Radiative transfer inversion for hyperspectral data set on Mars. European Planetary Science Congress 2013, held 8-13 September in London, UK. Online at : <http://meetings.copernicus.org/epsc2013>, id. EPSC2013-147, 2013, 8, 147 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. & Douté, S. CO<sub>2</sub> ice state during active Dark Spot. European Planetary Science Congress 2013, held 8-13 September in London, UK. Online at : <http://meetings.copernicus.org/epsc2013>, id. EPSC2013-149, 2013, 8, 149 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. & Douté, S. CO<sub>2</sub> Ice Composition and Evolution on Mars : A Radiative Transfer Inversion. Lunar and Planetary Science Conference, The Woodlands, Texas, 2014, 45, 1148 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. & Douté, S. Spectroscopic evidence for translucent CO<sub>2</sub> ice in Richardson crater European Planetary Science Congress 2014, EPSC Abstracts, Vol. 9, id. EPSC2014-537, 2014, 9, 537 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S. & Schmitt, B. CO<sub>2</sub> Ice state on Mars EGU General Assembly Conference Abstracts, 2015, 17, 10188 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S., Schmitt, B. & Brissaud, O. Radiative transfer model for Solar System ices, European Planetary Science Congress 2014, Nantes, 2015, EPSC2015-91 [**oral**]

### **Communications lors de colloques internationaux :**

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Chassefière, E. Spectroscopic study of Martian ices, OMEGA meeting, Venice, june 10-12, 2013 [**oral**]

Andrieu, F. Active CO<sub>2</sub> jets and spiders on Mars, Workshop Mars IV, Les Houches, France, 20-25 October 2013 [**poster**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S., CO<sub>2</sub> ice characterization on Mars : a radiative transfer inversion, Workshop I2-MARS, Grenoble, décembre 2013 [**oral**]

Andrieu, F. ; Douté, S. ; Schmidt, F. Radiative transfer model for contaminated slabs, Planetary cryosphere workshop, Nantes, 2014 [**oral**]

### **Communications lors de conférences nationales :**

Andrieu, F. ; Chassefière, E. & Schmidt, F. Étude spectroscopique d'écoulements martiens. Atelier du pôle système solaire de l'IPSL, 17-18 avril 2013 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S. Caractérisation de la glace de CO<sub>2</sub> sur Mars par télédétection hyperspectrale, colloque SFPT-GH, Porquerolles, mai 2014 [**oral**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S. Caractérisation de la glace de CO<sub>2</sub> sur Mars par télédétection hyperspectrale, colloque du PNP, Paris, octobre 2014 [**poster**]

Andrieu, F. ; Schmidt, F. ; Doute, S. ; Schmitt, B. Radiative transfer model for Solar System ices, Rencontres des jeunes physiciens, Paris, novembre 2015 [**poster**]



**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Mots clés : Mars, Transfert Radiatif, Télédétection, Glace de CO<sub>2</sub>, Glace d'eau, Inversion massive**

**Résumé :** La planète Mars est le siège d'un climat complexe, caractérisé par des cycles du dioxyde de carbone et de l'eau, ainsi qu'un transport de poussière à toutes les échelles. Ces cycles se manifestent par la condensation saisonnière aux pôles de dépôts de glace de CO<sub>2</sub> et d'eau pendant la nuit polaire, et leur sublimation pendant le printemps local. Les cycles du CO<sub>2</sub>, de l'eau et des poussières sur Mars sont intimement liés. Un processus saisonnier actif illustre bien ces liens : les jets de gaz froid, déclenchés par la sublimation saisonnière des dépôts de CO<sub>2</sub>, pouvant mettre en suspension des poussières du régolite de manière durable dans l'atmosphère, et dont l'activité semble être modulée par les échanges d'eau à la surface.

L'objectif de cette thèse est de permettre l'utilisation des données d'imagerie hyperspectrale disponibles au maximum de leur potentiel, pour apporter de nouvelles contraintes sur les échanges saisonniers entre surface et atmosphère et sur les interactions entre les différents cycles (CO<sub>2</sub>, eau, poussières), en se focalisant sur les jets de gaz froid. Pour cela, un modèle semi-analytique de transfert radiatif dans les glaces compactes, ainsi qu'une méthode efficace d'inversion ont été développés et validés.

Le modèle de transfert radiatif permet de décrire l'interaction de la lumière avec une couche de glace de manière quantitative d'après les paramètres suivants : épaisseur de la couche, proportions volumiques et tailles des impuretés, rugosité de la surface. Il repose sur plusieurs hypothèses majeures : optique géométrique, milieux continus par morceaux, inclusions quasi-sphériques. L'approximation des

deux flux est utilisée pour le transfert au sein de la couche mais la réflexion spéculaire en surface est estimée en tenant compte de la variabilité des facettes de la rugosité surfacique. Ce modèle a été validé numériquement et sur des données de laboratoire et des tests numériques. La méthode d'inversion consiste à créer des bases de données synthétiques d'après le modèle de transfert radiatif pour déterminer les jeux de paramètres les plus probables pour reproduire une mesure donnée. L'inversion repose sur le formalisme bayésien : les grandeurs manipulées sont décrites par des densités de probabilités. Ceci permet la prise en compte de manière réaliste des incertitudes sur la donnée et le calcul d'une incertitude a posteriori sur le résultat de l'inversion.

Une étude ciblée d'un site d'intérêt a été menée pour tester et démontrer l'applicabilité de cette démarche à l'inversion massive de données de spectro-imagerie.

Nous avons déterminé l'état de surface du champ de dunes du cratère de Richardson (72°S, 180°W), choisi car il présente de fortes interactions entre cycle de l'eau et du CO<sub>2</sub>, une importante activité saisonnière de jets froids mais aussi une grande quantité de données disponible et une haute qualité du suivi temporel. Le suivi des caractéristiques de surface sur ce site montre une diminution de l'épaisseur de la couche de glace pendant le printemps cohérente avec les estimations des modèles de climat. Nous avons pu estimer et faire le suivi du contenu en eau et en poussière pour discuter le scénario de formation des jets froids. Nous avons proposé un nouveau mécanisme de mise en suspension des petits grains d'eau.

**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Keywords : Mars, Radiative Transfer, Remote Sensing, CO<sub>2</sub> ice, Water ice, Massive inversion**

**Abstract:** Mars has a complex climate characterized by carbon dioxide and water cycles and dust transport at all scales. These cycles are mainly controlled by the seasonal condensation of CO<sub>2</sub> and water ice deposits at high latitudes during the polar night and their sublimation during the local spring. There are many interactions between the CO<sub>2</sub>, water and dust cycles on Mars and they influence each other. An active seasonal process illustrates particularly well these links: the cryoventing, cold CO<sub>2</sub> gas jets triggered by seasonal sublimation of CO<sub>2</sub> deposits, which can hurl dust from the regolith in suspension into the atmosphere durably, and whose activity seems to be modulated by the exchange of water at the surface.

The purpose of this thesis is to allow the use of the available hyperspectral imaging data to their full potential, to bring new constraints on seasonal exchanges between surface and atmosphere and the interactions between the different cycles (CO<sub>2</sub>, water, dust), focusing on cold gas jets. To achieve this, a semi-analytical radiative transfer model for compact ices and an effective inversion method were developed and validated.

The radiative transfer model describes the quantitative interaction of light with a slab, using the following parameters: thickness of the layer, volume proportions and grain-sizes of impurities, surface roughness. It is based on several key assumptions: geometrical optics, piecewise-continuous media quasi-spherical inclusions. The two-stream approximation is used for the radiative transfer inside the layer, but the surface

specular reflectance is estimated taking into account the variability of the facets orientations from the surface roughness. This model was validated both numerically and on laboratory data.

The inversion method consists in exploring synthetic databases generated by the radiative transfer model and determining the most likely sets of parameters to reproduce a given measure. The inversion is based on the Bayesian formalism: the manipulated variables are described by probability density functions. This allows taking into account realistic uncertainties on the data and enables to calculate a posteriori uncertainties on the result of the inversion.

A focused study was conducted on a area of particular interest, to test and prove the applicability of this approach to the massive inversion of spectro-imaging data.

We determined the surface properties of the Richardson Crater dune field (72°S, 180°W), chosen because it shows strong interactions between the water and CO<sub>2</sub> cycles, a major seasonal cryoventing activity, but also a large amount of data available and a high quality temporal monitoring. The monitoring of surface characteristics on this site shows a decrease in the thickness of the ice during the spring consistently with climate models simulations. We were able to estimate and monitor the content of water and dust in order to discuss the formation scenario of cold jets. We proposed a new mechanism of small water ice grain suspension.





THESE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,  
préparée à l'Université Paris Sud

ÉCOLE DOCTORALE N°579  
Smemag | Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et  
géosciences

Spécialité de doctorat : Structure et évolution de la Terre et des  
autres planètes

Par

**M. François Andrieu**

Caractérisation des surfaces glacées de Mars  
par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 décembre 2015

**Composition du Jury :**

M. Éric Chassefière	Directeur de recherche, CNRS	Président du jury
M. Emmanuel Lellouch	Astronome, Observatoire de Paris LESIA/CNRS	Rapporteur
Mme Cécile Ferrari	Professeure, Université Paris Diderot-Paris 7	Rapporteur
M. Yves Langevin	Directeur de recherche, CNRS	Examineur
M. Xavier Briottet	Professeur, ONERA-DOTA/ISAE	Examineur
M. Karri Muinonen	Professeur, University of Helsinki	Examineur
M. Frédéric Schmidt	Maître de conférences, Université Paris-Sud	Directeur de thèse
M. Bernard Schmitt	Directeur de recherche, CNRS	Invité
M. Sylvain Douté	Chargé de recherche, CNRS	Invité



**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Mots clés : Mars, Transfert Radiatif, Télédétection, Glace de CO<sub>2</sub>, Glace d'eau, Inversion massive**

**Résumé :** La planète Mars est le siège d'un climat complexe, caractérisé par des cycles du dioxyde de carbone et de l'eau, ainsi qu'un transport de poussière à toutes les échelles. Ces cycles se manifestent par la condensation saisonnière aux pôles de dépôts de glace de CO<sub>2</sub> et d'eau pendant la nuit polaire, et leur sublimation pendant le printemps local. Les cycles du CO<sub>2</sub>, de l'eau et des poussières sur Mars sont intimement liés. Un processus saisonnier actif illustre bien ces liens : les jets de gaz froid, déclenchés par la sublimation saisonnière des dépôts de CO<sub>2</sub>, pouvant mettre en suspension des poussières du régolite de manière durable dans l'atmosphère, et dont l'activité semble être modulée par les échanges d'eau à la surface.

L'objectif de cette thèse est de permettre l'utilisation des données d'imagerie hyperspectrale disponibles au maximum de leur potentiel, pour apporter de nouvelles contraintes sur les échanges saisonniers entre surface et atmosphère et sur les interactions entre les différents cycles (CO<sub>2</sub>, eau, poussières), en se focalisant sur les jets de gaz froid. Pour cela, un modèle semi-analytique de transfert radiatif dans les glaces compactes, ainsi qu'une méthode efficace d'inversion ont été développés et validés.

Le modèle de transfert radiatif permet de décrire l'interaction de la lumière avec une couche de glace de manière quantitative d'après les paramètres suivants : épaisseur de la couche, proportions volumiques et tailles des impuretés, rugosité de la surface. Il repose sur plusieurs hypothèses majeures : optique géométrique, milieux continus par morceaux, inclusions quasi-sphériques. L'approximation des

deux flux est utilisée pour le transfert au sein de la couche mais la réflexion spéculaire en surface est estimée en tenant compte de la variabilité des facettes de la rugosité surfacique. Ce modèle a été validé numériquement et sur des données de laboratoire et des tests numériques. La méthode d'inversion consiste à créer des bases de données synthétiques d'après le modèle de transfert radiatif pour déterminer les jeux de paramètres les plus probables pour reproduire une mesure donnée. L'inversion repose sur le formalisme bayésien : les grandeurs manipulées sont décrites par des densités de probabilités. Ceci permet la prise en compte de manière réaliste des incertitudes sur la donnée et le calcul d'une incertitude a posteriori sur le résultat de l'inversion.

Une étude ciblée d'un site d'intérêt a été menée pour tester et démontrer l'applicabilité de cette démarche à l'inversion massive de données de spectro-imagerie.

Nous avons déterminé l'état de surface du champ de dunes du cratère de Richardson (72°S, 180°W), choisi car il présente de fortes interactions entre cycle de l'eau et du CO<sub>2</sub>, une importante activité saisonnière de jets froids mais aussi une grande quantité de données disponible et une haute qualité du suivi temporel. Le suivi des caractéristiques de surface sur ce site montre une diminution de l'épaisseur de la couche de glace pendant le printemps cohérente avec les estimations des modèles de climat. Nous avons pu estimer et faire le suivi du contenu en eau et en poussière pour discuter le scénario de formation des jets froids. Nous avons proposé un nouveau mécanisme de mise en suspension des petits grains d'eau.

**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Keywords : Mars, Radiative Transfer, Remote Sensing, CO<sub>2</sub> ice, Water ice, Massive inversion**

**Abstract:** Mars has a complex climate characterized by carbon dioxide and water cycles and dust transport at all scales. These cycles are mainly controlled by the seasonal condensation of CO<sub>2</sub> and water ice deposits at high latitudes during the polar night and their sublimation during the local spring. There are many interactions between the CO<sub>2</sub>, water and dust cycles on Mars and they influence each other. An active seasonal process illustrates particularly well these links: the cryoventing, cold CO<sub>2</sub> gas jets triggered by seasonal sublimation of CO<sub>2</sub> deposits, which can hurl dust from the regolith in suspension into the atmosphere durably, and whose activity seems to be modulated by the exchange of water at the surface.

The purpose of this thesis is to allow the use of the available hyperspectral imaging data to their full potential, to bring new constraints on seasonal exchanges between surface and atmosphere and the interactions between the different cycles (CO<sub>2</sub>, water, dust), focusing on cold gas jets. To achieve this, a semi-analytical radiative transfer model for compact ices and an effective inversion method were developed and validated.

The radiative transfer model describes the quantitative interaction of light with a slab, using the following parameters: thickness of the layer, volume proportions and grain-sizes of impurities, surface roughness. It is based on several key assumptions: geometrical optics, piecewise-continuous media quasi-spherical inclusions. The two-stream approximation is used for the radiative transfer inside the layer, but the surface

specular reflectance is estimated taking into account the variability of the facets orientations from the surface roughness. This model was validated both numerically and on laboratory data.

The inversion method consists in exploring synthetic databases generated by the radiative transfer model and determining the most likely sets of parameters to reproduce a given measure. The inversion is based on the Bayesian formalism: the manipulated variables are described by probability density functions. This allows taking into account realistic uncertainties on the data and enables to calculate a posteriori uncertainties on the result of the inversion.

A focused study was conducted on a area of particular interest, to test and prove the applicability of this approach to the massive inversion of spectro-imaging data.

We determined the surface properties of the Richardson Crater dune field (72°S, 180°W), chosen because it shows strong interactions between the water and CO<sub>2</sub> cycles, a major seasonal cryoventing activity, but also a large amount of data available and a high quality temporal monitoring. The monitoring of surface characteristics on this site shows a decrease in the thickness of the ice during the spring consistently with climate models simulations. We were able to estimate and monitor the content of water and dust in order to discuss the formation scenario of cold jets. We proposed a new mechanism of small water ice grain suspension.



Cette thèse a été préparée au laboratoire de Géosciences de l'Université Paris Sud (GEOPS), unité mixte de recherche (UMR) numéro 8148, et au sein de l'école doctorale SMEMAG (Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences).



Comprendre le monde,  
construire l'avenir®



ADRESSE DU LABORATOIRE :

GEOPS Géosciences Paris Sud

Université Paris Sud, bâtiment 509

Rue du Belvédère

91405 Orsay

SITE INTERNET :

<http://geops.geol.u-psud.fr>

<http://planeto.geol.u-psud.fr/-Equipe-Geomorphologie-planetaire-.html>

FACEBOOK :

<https://www.facebook.com/geosciences.paris.sud>

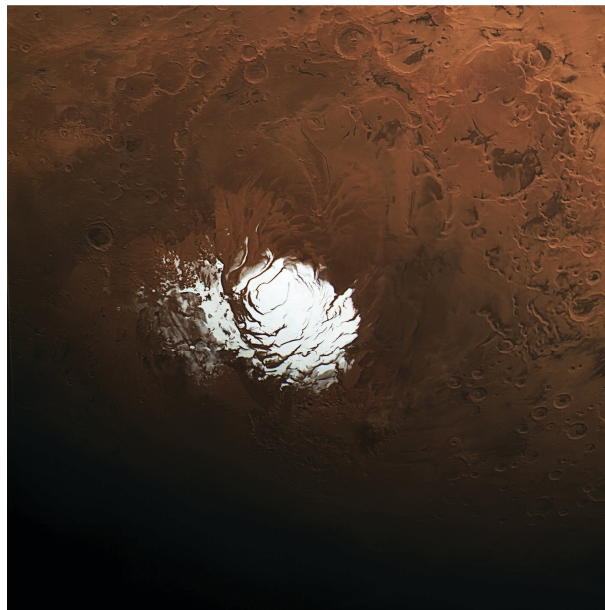
INFORMATIONS SUR CE DOCUMENT :

Ce document a été produit sous le logiciel libre LyX. La version numérique contient des liens hypertexte internes permettant de faciliter la navigation, ainsi que des liens externes.

L'image en première de couverture est une portion de l'image intitulée « Mars south pole and beyond » acquise par la caméra HRSC le 25 février 2015 et publiée le 10 septembre 2015 par l'ESA (Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).

# Chapitre 1

## Le cycle saisonnier actuel sur Mars



Le Pôle sud de Mars observé par la caméra HRSC, à bord de la sonde Mars Express le 25 février 2015  
(Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).



La planète Mars est observée depuis plusieurs milliers d'années, mais son climat est resté mystérieux jusqu'à très récemment. C'est seulement l'ère spatiale qui a permis depuis une cinquantaine d'années de préciser notre vision de l'astre rouge. Ce chapitre retrace dans un premier temps l'évolution des connaissances sur Mars depuis les premières observations documentées (voir Section 1.1), en se focalisant essentiellement sur le climat et les calottes polaires. Dans un second temps, un bilan est fait sur l'état de la compréhension du climat actuel, en portant toujours une attention particulière aux calottes polaires et leurs évolutions saisonnières (voir Section 1.2).

## 1.1 Généralités : du XVII<sup>ème</sup> siècle à nos jours

### 1.1.1 Avant l'ère spatiale : exploration depuis le sol

L'identification de Mars comme étant un objet différent des autres astres remonte à l'Antiquité. La première description retrouvée est celle de Sénénmout, un astronome égyptien vivant autour de 1500 ans avant notre ère, qui décrit son mouvement rétrograde dans le ciel (Novakovic, 2008). Mars a été observée par la suite à l'oeil nu par de nombreux astronomes, mais c'est Galilée qui l'observe comme un disque résolu pour la première fois en 1610 (Peters, 1984), grâce à la lunette astronomique qu'il a alors inventée. En utilisant l'invention de Galilée pour suivre le déplacement d'une tache sombre à la surface de la planète, Huygens permet d'estimer en 1659 la période de rotation de la planète rouge autour de son axe à environ 24 heures. Cassini affinera quelques années plus tard cette valeur à 24 heures et 40 minutes. La valeur communément acceptée de nos jours est de 24 heure, 39 minutes et 40 secondes.

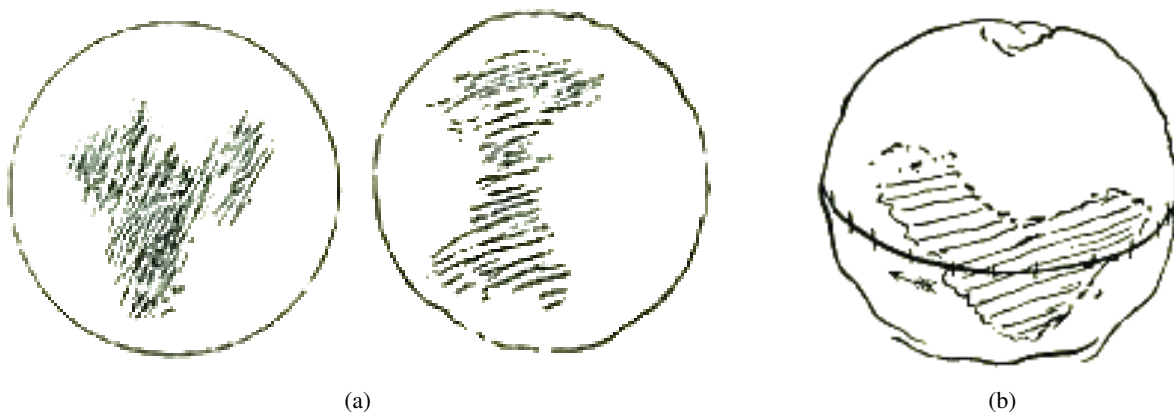


FIGURE 1.1 – Croquis réalisés par Huygens entre le 28 novembre et le 1<sup>er</sup> décembre 1659. La région sombre correspond à Syrtis Major (voir Figure 1.12). Huygens parvient alors à déterminer la période de rotation de la planète Mars en suivant le déplacement de cette tache sombre. (b) Croquis réalisés par Huygens le 13 août 1672 (Flammarion, 1892; Flammarion *et al.*, 2014). La région sombre correspond toujours à Syrtis Major. On remarque la présence de la calotte polaire australe, représentée ici en haut, car cela correspondait à ce que voyait l'astronome à travers sa lunette (qui retourne l'image). Ces croquis ont été retrouvés par l'astronome F.J. Terby, et publiés par l'Académie Royale des Sciences de Belgique en 1875 (Terby, 1875).

Peu de temps après, en 1672, Huygens observe pour la première fois les calottes polaires martiennes (Flammarion, 1892; Flammarion *et al.*, 2014). Il n’y a pas consensus sur l’identité du découvreur des calottes martiennes. En effet, en 1666, les dessins de Cassini (voir Figure 1.2) documentant ses observations de la période de rotation de la planète montrent des zones plus blanches, sans clairement mentionner de calotte.

En 1704, l’astronome italien J.P. Maraldi, neveu de Cassini, découvre que la calotte polaire sud n’est pas centrée sur l’axe de rotation, notant des variations de la taille de la calotte visible au cours d’une rotation de la planète. Ceci lui permet au passage de vérifier la période de rotation déterminée par son oncle presque quarante ans plus tôt (Fitzgerald, 1954).

Le premier à mentionner clairement des variations saisonnières dans l’extension des calottes polaires martiennes fut William Herschel, dans une publication de 1784 (Herschel, 1784). Il y résume les observations faites de la planète en 1777 et 1784. Il y détermine aussi l’obliquité de la planète et trouve une inclinaison de 28°, proche de la valeur terrestre. Ajoutant à cela la période de rotation de la planète extrêmement proche de celle de la Terre, et qu’il avait pris soin de re-mesurer (Herschel, 1781) et les taches claires et brillantes au niveau des pôles, les analogies entre les deux planètes se multiplient :

**The analogy between Mars and the earth is, perhaps, by far the greatest in the whole solar system. Their diurnal motion is nearly the same; the obliquity of their respective ecliptics, on which the seasons depend, not very different;**

Lors de ses observations, il remarque d’abord en 1781 que la calotte semble “extrêmement étendue” et brillante, alors que le pôle sud de Mars avait été plongé dans l’obscurité pendant une longue période, puis il note en 1783 qu’elle apparaît “considérablement plus petite”. Ajoutées aux multiples analogies entre Mars et la Terre, ces observations lui permettent de conclure que les calottes sont formées de glace :

**the bright polar spots are owing to the vivid reflection of light from frozen regions; and that the reduction of those spots is to be ascribed to their being exposed to the sun.**

Il confirme aussi que la calotte sud n’est pas centrée sur le pôle, en l’observant à son extension minimale (voir Figure 1.3).

Avec l’amélioration des instruments d’observation, l’intérêt pour la planète rouge ne cesse d’augmenter, et de nombreuses cartes de Mars sont dressées durant le siècle suivant. Ces cartes étaient cependant très variables d’un astronome à l’autre. En 1877, Giovanni Schiaparelli, alors directeur de l’observatoire de Milan, dresse la première carte universellement reconnue de la planète. À l’aide d’une technique d’observation utilisant la persistance rétinienne, il parvient à atteindre un niveau de détail jusqu’alors inexploré. Il observe alors de longues lignes sombres, qu’il nomme *canali*, ou chenaux (voir Figure 1.4).

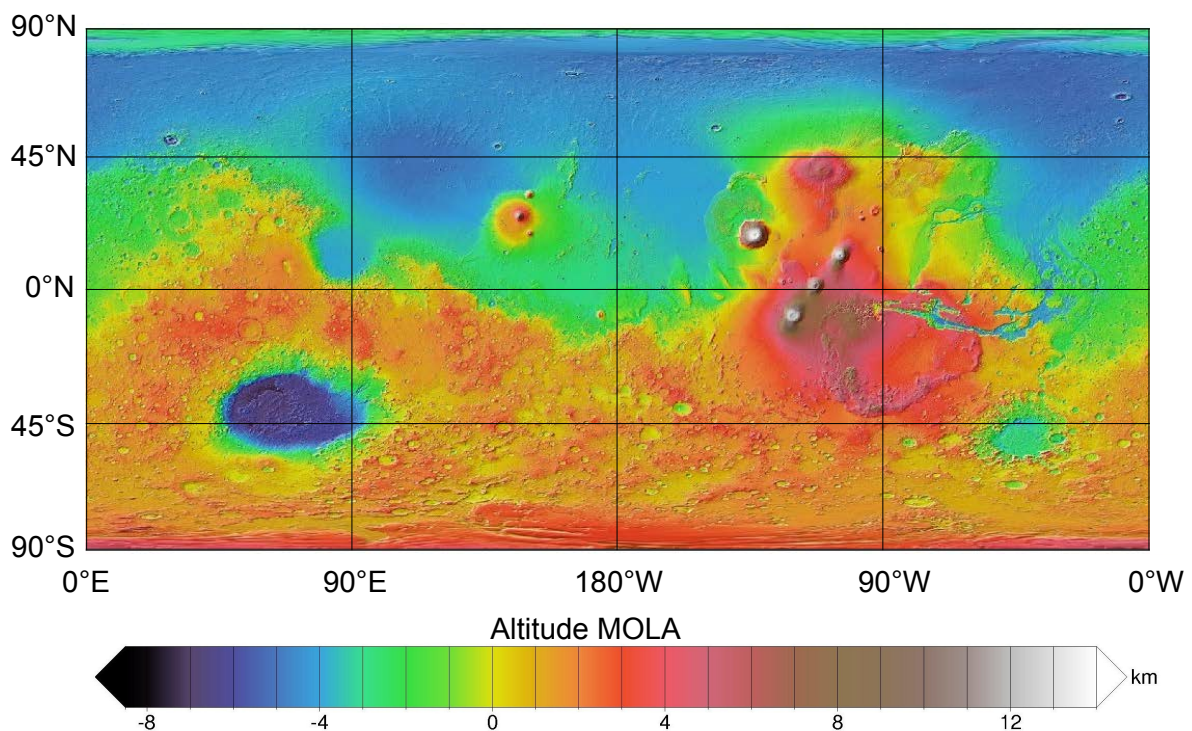


FIGURE 1.9 – Carte altimétrique globale de Mars, réalisée par l’altimètre laser MOLA, embarqué à bord de MGS.

importants réservoirs d’eau en proche subsurface (à quelques centimètres de profondeur) sur une large bande latitudinale dans les deux hémisphères autour de 60° (Feldman *et al.*, 2002; Feldman *et al.*, 2004).

En 2003, l’agence spatiale européenne place la sonde Mars Express (Chicarro *et al.*, 2004) en orbite autour de Mars. Pour la première fois, un imageur hyperspectral, OMEGA (voir Section 3.2) est embarqué. Ce spectro-imageur permettra une moisson de données considérable, menant notamment à la création de cartes minéralogiques globales de Mars (Bibring *et al.*, 2006), la découverte de minéraux hydratés à la surface (Gendrin *et al.*, 2005), ou la découverte que la calotte permanente sud est essentiellement composée de glace d’eau (Bibring *et al.*, 2004) (voir section 1.2.1.1). Un des résultats les plus marquants de cette mission est la détection d’émissions de méthane dans l’atmosphère martienne par le spectromètre PFS (Formisano *et al.*, 2004), le méthane étant communément associé à l’activité biologique ou aux environnements prébiotiques. Cette détection a fait l’objet d’un vif débat dans la communauté scientifique, et a récemment été appuyée par une nouvelle détection par un instrument différent (Webster *et al.*, 2015) (voir Section 1.1.3.3). La sonde Mars Express embarque de plus à son bord un radar, MARSIS (Picardi *et al.*, 2004), destiné à sonder la subsurface martienne, qui permet notamment d’estimer l’épaisseur et le volume des calottes permanentes (Plaut *et al.*, 2007).

En janvier 2004, la NASA pose deux atterrisseurs à la surface de Mars, les MERs (*Mars Exploration Rovers*), l’un nommé Opportunity dans la plaine de Meridiani (0.2°N ; 357.5°E, voir Figure 1.12), et l’autre baptisé Spirit dans le cratère Gusev (14.3°S, 175.3°N). Ces rovers à énergie solaire sont capables de se déplacer, et permettent non seulement de transmettre des photos de la surface de Mars, mais aussi d’analyser *in situ* les roches rencontrées en chemin. Le rover Opportunity est toujours fonctionnel aujourd’hui, après avoir parcouru plus de 30 km à la surface ! Ces rovers ont permis la collecte de nombreuses données





FIGURE 1.10 – Autoportrait du rover Curiosity réalisé le 5 août 2015 à la base d’Aeolis Mons, plus connu sous le nom de mont Sharp, pic central du cratère Gale. En bas de l’image, on peut voir une trace blanche, correspondant au bord d’un forage réalisé par le robot. On peut aussi remarquer que les roues sont très abîmées par trois ans à parcourir la surface (c’est particulièrement visible sur la roue avant gauche).

météorologiques, et l’observation de nuages et de tourbillons de poussières, ainsi que la découverte de témoins de l’activité hydrologique passée de Mars, tels que des sphérules d’hématites ou des dépôts de sulfates (Moore, 2004).

La sonde Mars Reconnaissance Orbiter est placée en orbite par la NASA en 2006. Elle embarque une série d’instruments similaires et complémentaires à ceux de la sonde Mars Express. Par exemple, le spectro-imageur, CRISM (voir section 3.2), de résolution spectrale comparable à celle d’OMEGA, mais de résolution spatiale nettement supérieure, permet une analyse de zones ciblées, alors qu’OMEGA est plutôt destiné à des études à grande échelle, et le radar sondeur SHARAD (Seu *et al.* , 2004) sonde moins profondément la subsurface que MARSIS, mais à plus haute résolution spatiale et verticale. Cela permettra d’étudier en détail les stratifications des calottes permanentes (voir Sections 1.2.1.1 et 1.2.1.1), et de proposer une explication pour leur forme spirale (Smith & Holt, 2010). Son imageur HiRISE (McEwen *et al.* , 2007) fournit aujourd’hui les images à la plus haute résolution existante de la surface, à 25 cm par pixel, qui permettent notamment de faire des études géomorphologiques détaillées des processus saisonniers actifs à la surface (voir Chapitre 2 ).

En mai 2008, la NASA pose pour la première fois un atterrisseur, Phoenix, à une haute latitude, 68°N, au delà du cercle polaire Nord. Grâce à son bras articulé, il creuse une tranchée qui révèle de la glace d’eau quasi-pure à quelques centimètres sous la surface, confirmant les observations faites par les spectromètres à neutrons de la sonde Mars Odyssey (voir Figure 1.22).

En Août 2012, l’agence américaine pose le rover Curiosity dans le cratère Gale (4.6°S ;137.4°E). Le robot, de près de 900kg (voir Figure 1.10) est un véritable laboratoire d’analyses (Grotzinger *et al.* , 2012). Il a permis entre autres une nouvelle mesure de la composition atmosphérique martienne (Mahaffy



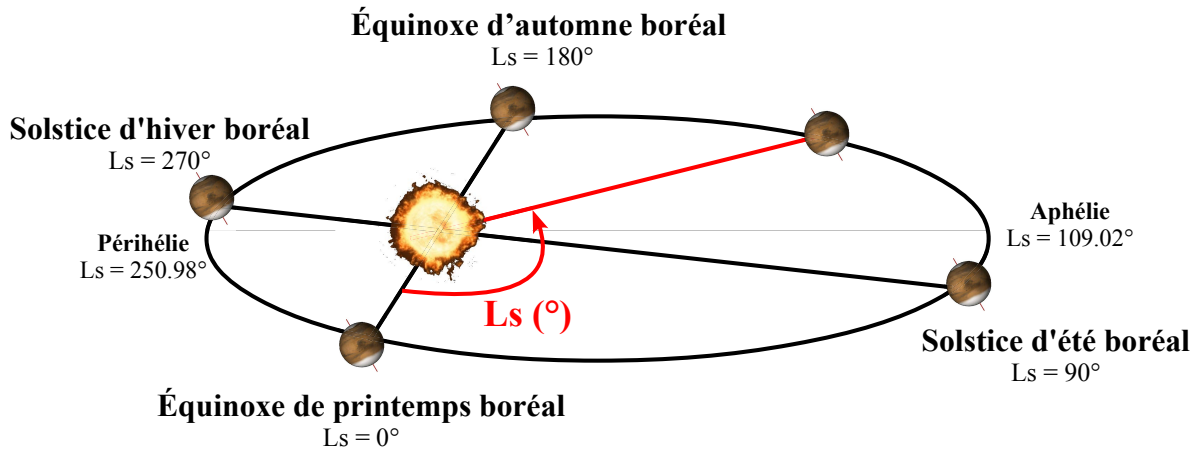


FIGURE 1.11 – Orbite de Mars. Les saisons indiquées correspondent aux saisons boréales. Ce schéma introduit aussi la notion de longitude solaire, notée  $L_S$ . C'est l'angle formé entre l'axe Mars-Soleil à un moment donné par rapport à un axe de référence correspondant à l'équinoxe de printemps boréal. C'est par la longitude solaire qu'on repère une date de l'année martienne.

### 1.1.3 Caractéristiques majeures de la planète Mars

#### 1.1.3.1 Caractéristiques orbitales

Mars orbite à une distance moyenne de 1.52 UA autour du Soleil, ce qui en fait la quatrième planète de notre système solaire, après Mercure, Venus et la Terre. L'inclinaison de son axe de  $25.2^\circ$  par rapport au plan orbital, comparable à celle de la Terre, de  $23.4^\circ$  lui confère un cycle annuel des saisons. Il est à noter qu'une année martienne dure 687 jours terrestres, soit 669 jours martiens, plus communément appelés sols, 1 sol correspondant à 24h39min35s (Standish & Williams, 1992; Standish & Newhall, 1996; Folkner *et al.*, 1997; Seidelmann, 2005; Seidelmann *et al.*, 2007; Urban & Seidelmann, 2014). Étant donnée son excentricité significativement plus forte que celle de la Terre (0.0934 contre 0.0167) et la configuration de son orbite (voir Figure 1.11), les saisons sont nettement plus marquées dans l'hémisphère sud, qui connaît des hivers longs et froids, et des étés courts et chauds, en comparaison de l'hémisphère nord. La Figure 1.11 permet, en plus de décrire l'orbite martienne, d'introduire la notion fondamentale de longitude solaire. C'est le moyen utilisé pour repérer l'époque de l'année sur Mars.

La longitude solaire, notée  $L_S$ , est l'angle formé par l'axe Mars-Soleil par rapport à l'axe de référence Mars-Soleil au moment de l'équinoxe de printemps boréal. La longitude solaire est donc équivalente à l'anomalie vraie  $v$ , plus commune en mécanique céleste, à la différence près que la première prend son origine à l'équinoxe de printemps boréal, alors que la seconde a pour origine le périhélie. On a donc  $L_S = 0^\circ$  à l'équinoxe de printemps boréale (équinoxe d'automne australe),  $L_S = 90^\circ$  au solstice d'été boréal (solstice d'hiver austral), et ainsi de suite. La configuration de l'orbite martienne donne  $L_S = v + 250.98^\circ$  (Capderou, 2002).

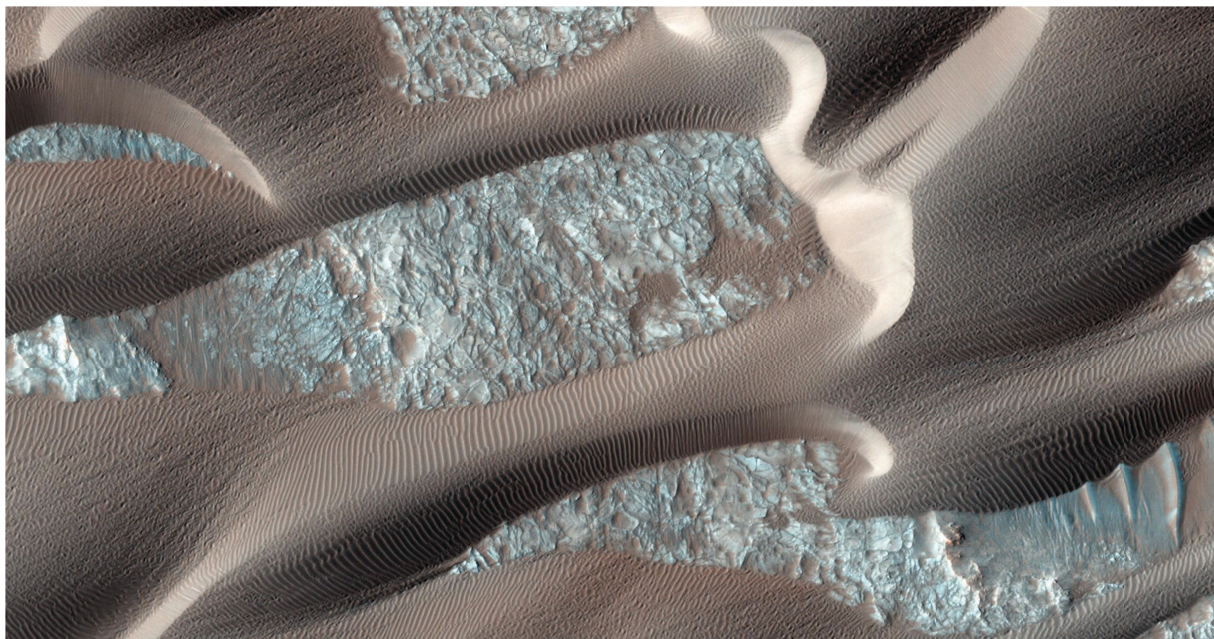


FIGURE 1.13 – Dunes et rides, migrant dans Nili Patera, une caldeira de la région de Syrtis Major (cf Figure 1.12). Image extraite de l’observation ESP\_028575\_1890 faite en août 2012 par l’instrument HiRISE. L’image couvre environ un kilomètre en largeur. Des comparaisons faites entre des images de la même zone prises en différents moments ont démontré la migration de ces dunes (Bridges *et al.* , 2012).

témoigne d’une activité interne, et même jusqu’à très récemment (seulement quelques millions d’années) (Neukum *et al.* , 2004). De même, la présence de failles est le vestige d’une activité tectonique passée (Melosh, 1980; Tanaka & Davis, 1988; Mege & Masson, 1996). On observe aussi de nombreux réseaux fluviaux dendritiques, ou de grandes vallées de débâcle qui témoignent des climats passés de Mars (Costard & Baker, 2001; Masson *et al.* , 2001; Mangold *et al.* , 2003; Howard *et al.* , 2005).

Une autre famille de morphologies concerne le climat actuel de Mars, apportant autant d’informations sur son fonctionnement. L’identification de ce type de morphologies a été rendue possible par les progrès technologiques considérables apportés par les missions récentes, depuis les années 2000, et l’arrivée de la haute résolution spatiale (jusqu’à 25 cm par pixel pour l’imageur le plus récent, HiRISE (McEwen *et al.* , 2007) embarqué à bord de la sonde MRO (Graf *et al.* , 2005)). On observe de nombreux champs de dunes (Cutts & Smith, 1973), ainsi que des rides à la surface (Bridges *et al.* , 2007) montrant pour certaines une constante évolution (Bridges *et al.* , 2012). Ils sont les témoins de l’activité éolienne sur Mars, et donnent de précieuses informations concernant la direction des vents et le transport de poussières (Hansen *et al.* , 2011).

Différents types d’écoulements actifs sont observés. Certains correspondent à de simples avalanches, mais beaucoup sont encore mal compris à ce jour, comme les RSL (Recurring Slope Lineae), des traînées sombres pouvant être dues à de brefs écoulements d’eau liquide contenant des saumures (McEwen *et al.* , 2011; Chevrier & Rivera-Valentin, 2012).

On observe des morphologies glaciaires et périglaciaires en quantités à la surface martienne, indiquant un sous-sol très riche en eau, et de vastes régions constituées de pergélisol (Mellon *et al.* , 2008; Sejourne *et al.* , 2012). Les polygones de contraction thermique ou les cratères à éjecta lobés recensés en sont



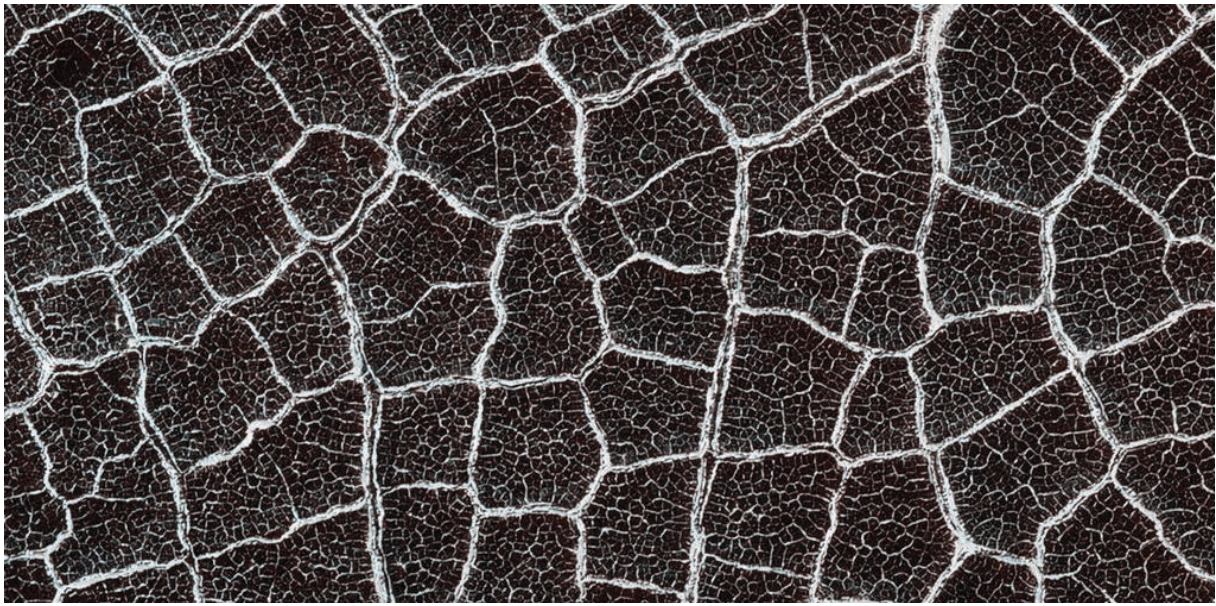


FIGURE 1.14 – Polygones dans un cratère de la région d’Utopia Planitia, situé à environ 70°N et 65°E. On peut observer ces figures de contraction thermique, témoins d’un sous-sol riche en glace à plusieurs échelles sur cette image. L’image fait 1 km de large et est extraite de l’image HiRISE ESP\_016641\_2500. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona.

des exemples. On observe aussi sur Mars de nombreux processus géomorphologiques actifs directement associés aux dépôts saisonniers de CO<sub>2</sub> qui seront étudiés en détail dans cette thèse, et qui seront détaillés au chapitre 2.

### 1.1.3.3 Atmosphère

**1.1.3.3.1 Structure et composition** La pression atmosphérique à la surface de Mars est comprise entre 5 mbar et 10 mbar selon la saison et la localisation. L’atmosphère martienne est constituée en grande majorité de CO<sub>2</sub> (96 %), ainsi que d’argon (1.93 %), de diazote (1.89 %), de dioxygène (0.145 %) et de divers gaz traces tels que le monoxyde de carbone (700 ppm), la vapeur d’eau (300 ppm) ou le monoxyde d’azote (130 ppm) (Mahaffy *et al.* , 2013). Plusieurs détections controversées de méthane ont été faites par le spectromètre PFS embarqué à bord de la mission Mars Express (Formisano *et al.* , 2004) et depuis la Terre (Mumma *et al.* , 2009). D’abord contestée (Webster *et al.* , 2013), cette détection de méthane est appuyée par les détections par l’instrument SAM sur le rover MSL depuis fin 2014 (Webster *et al.* , 2015). La recherche de méthane est sujette à la controverse, car cette molécule organique est souvent associée à l’activité biologique, et sa présence peut avoir des implications sur les possibilité de vie microbienne en subsurface de Mars, même si d’autres phénomènes tels que la serpentinization (une hydratation de minéraux) peuvent expliquer sa présence (Oze & Sharma, 2005; Atreya *et al.* , 2007).

Bien que l’atmosphère martienne soit plus ténue que celle de la Terre, elle est plus étendue : en effet, la troposphère martienne s’élève jusqu’à 45 km d’altitude, est surmontée par la mésosphère jusqu’à 110 km, puis enfin la thermosphère/ionosphère, jusqu’à près de 800 km d’altitude. En revanche, la hauteur d’échelle de l’atmosphère martienne est comparable à la valeur terrestre avec 11.1 km pour Mars

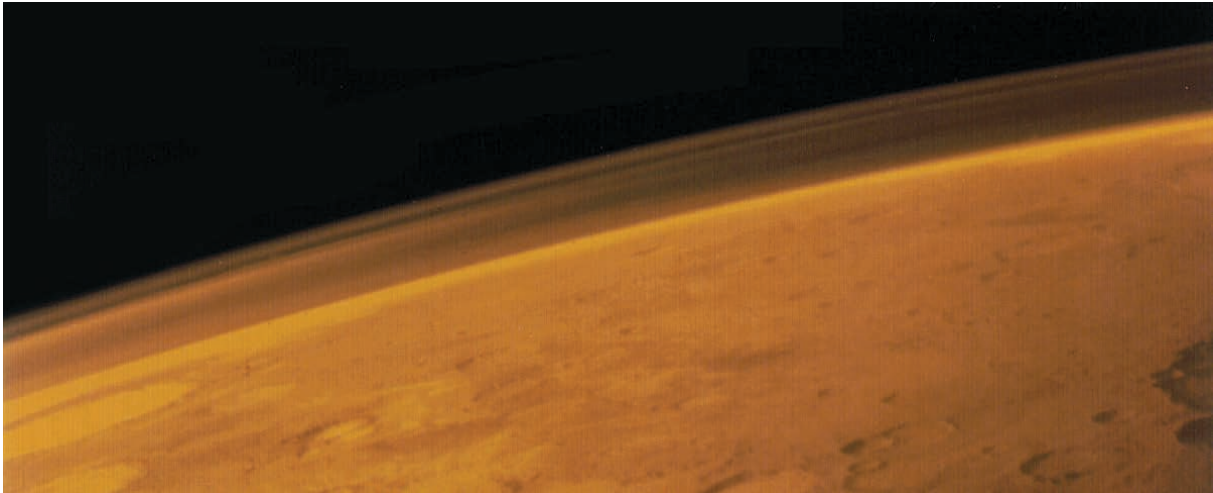


FIGURE 1.15 – Image aux limbes de Mars par la sonde Viking 1. On distingue les stratifications de l’atmosphère de Mars, chargée en aérosols de poussières. Crédits : NASA/JPL

contre environ 8.5 km pour la Terre. La hauteur d’échelle correspond à la distance verticale à parcourir pour diviser la pression par un facteur  $e$ .

L’atmosphère de Mars contient aussi une grande quantité d’aérosols de poussières, ce qui lui donne sa teinte orangée (voir Figure 1.15). Ces aérosols proviennent du régolite, et leur concentration dans l’atmosphère peut varier grandement au gré des saisons et des tempêtes. On caractérise cette concentration par l’épaisseur optique en aérosols (AOT : Aerosol Optical Thickness), grandeur nécessaire pour obtenir de bonnes corrections atmosphériques, mais rendue difficile d’accès à cause des grandes similarités entre les propriétés optiques des aérosols et celles des poussières en surface (*cf* Partie 8.2).

**1.1.3.3.2 Circulation** La circulation atmosphérique martienne est largement dominée par le cycle saisonnier de condensation/sublimation du  $\text{CO}_2$ , détaillé dans la section suivante. Celui-ci entraîne la formation d’une grande cellule de Hadley équatoriale (Forget *et al.* , 1999), qui change de direction aux environs de chaque équinoxe. A titre de comparaison, la Terre possède deux cellules de Hadley stables et plus petites, circulant dans un sens opposé autour de l’équateur. Une cellule de Hadley est une cellule convective ascendante dans les régions équatoriales, et descendante à plus haute latitude. On observe aussi une circulation de l’eau, avec notamment la formation de nuages d’eau pendant l’été boréal aux faibles latitudes, ainsi qu’une importante circulation de poussières à l’échelle globale. À certaines altitudes, de fins nuages de  $\text{CO}_2$  peuvent se former (Clancy & Sandor, 1998; Pearl *et al.* , 2001; Montmessin *et al.* , 2007a). Ces cycles sont décrits plus en détail en section 1.2. On est capable aujourd’hui de reproduire assez fidèlement la circulation atmosphérique martienne avec des modèles de climats jusqu’à une échelle de quelques degrés de latitude et longitude (Forget *et al.* , 2006).



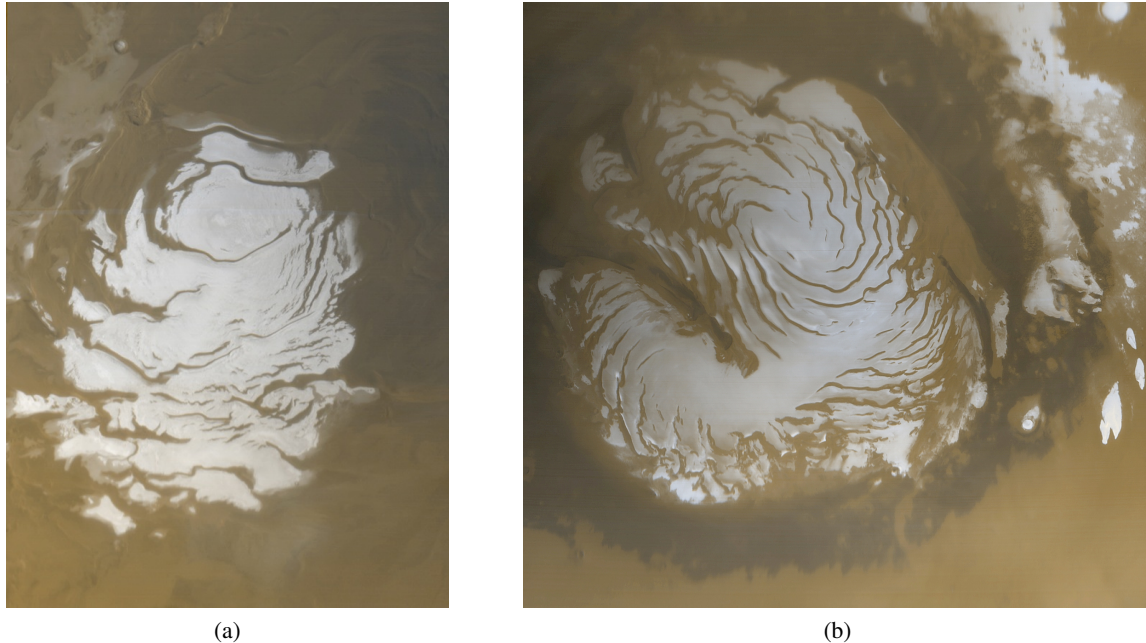


FIGURE 1.17 – (a) Calotte résiduelle de glace de  $\text{CO}_2$  sud, vue par la caméra MOC en avril 2000, en plein été austral, quand la calotte a atteint son extension minimale. De haut en bas sur cette image, la calotte fait environ 420km de long. (b) Calotte résiduelle nord vue par la caméra MOC en mars 1999 au début de l'été boréal. On remarque un anneau plus sombre autour de la calotte, dû à la présence d'un vaste champ de dunes. La calotte fait environ 1100km de diamètre. Crédits : NASA/JPL/MSSS.

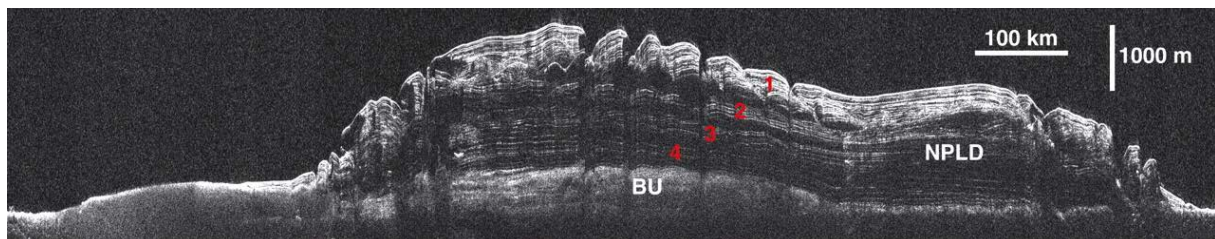


FIGURE 1.18 – Radargramme mesuré par l'instrument SHARAD (Seu *et al.* , 2004) embarqué à bord de la sonde MRO, montrant une coupe de la calotte résiduelle nord, extrait de Phillips *et al.* (2008). L'acronyme NPLD désigne les dépôts stratifiés, BU désigne l'unité basale, et les chiffres 1 à 4 indiquent différents paquets de stratifications, soit une stratification à plus grande échelle correspondant à une variation sur de plus longues périodes des paramètres orbitaux de Mars.

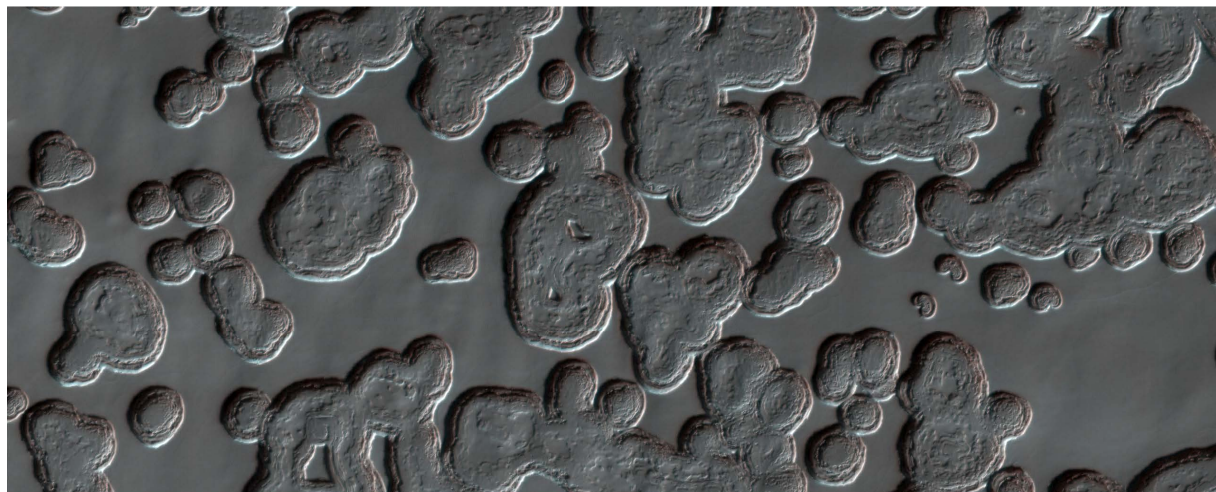


FIGURE 1.20 – Terrain en “Swiss cheese”. Les dépressions circulaires grandissent de 1 m à 3 m par année martienne, et finissent par se rejoindre. L’éclairement vient de la gauche. L’image fait environ 600 m de largeur, et est extraite de l’image HiRISE ESP\_012271\_0940. Crédits : NASA/JPL/University of Arizona.

On observe à sa surface en été des milliers de petites dépressions circulaires, de quelques dizaines à centaines de mètres de diamètre et d’une dizaine de mètres de profondeur (voir Figure 1.20). L’ensemble de ces dépressions forment le “Swiss cheese” (gruyère) (Thomas *et al.* , 2000, 2005). Son évolution est encore mal comprise, mais les dépressions grandissent de quelques mètres par année martienne (Malin *et al.* , 2001; Thomas *et al.* , 2005; James *et al.* , 2007; Thomas *et al.* , 2009). S. Byrne et A. P. Ingersoll ont modélisé leur croissance annuelle avec un modèle faisant le bilan d’énergie d’une dépression dans une couche de CO<sub>2</sub> compacte contenant des impuretés de poussière reposant sur une couche de glace d’eau (Byrne & Ingersoll, 2003b). Ils ont obtenu un bon accord avec les observations, avec une croissance radiale annuelle d’1.1 m.an<sup>-1</sup>. Ceci conforte l’hypothèse d’une calotte résiduelle de CO<sub>2</sub> instable sur le long terme. Les même auteurs, en se basant sur leur modèle, proposent un âge de début de formation de l’ensemble de ces dépressions de quelques dizaines d’années à quelques siècles. Cette formation aurait été déclenchée par un changement des conditions environnementales (Byrne & Ingersoll, 2003a).

La présence de la calotte pérenne pourrait jouer un rôle tampon sur l’atmosphère martienne, constituant un important réservoir de CO<sub>2</sub> et permettant ainsi de réguler la pression. En effet, une forte sublimation de glace entraîne une augmentation de la pression, favorisant la condensation du CO<sub>2</sub>, et à l’inverse, une forte condensation entraîne une baisse de pression favorisant la sublimation. C’était l’hypothèse servant de base à la théorie initiale décrivant le cycle du CO<sub>2</sub> martien formulée par R. B. Leighton et B. C. Murray (Leighton & Murray, 1966). Cet effet tampon a été remis en question pour plusieurs raisons, car il semblerait que cette calotte soit en récession actuellement, les dépressions du swiss cheese croissant chaque année, et le volume totale de la calotte permanente est d’environ 380 km<sup>3</sup>, représentant moins de 3 % de la masse de l’atmosphère martienne. L’effet tampon ne peut pas être durable dans de telles conditions (Byrne & Ingersoll, 2003b). D’autres réservoirs semblent donc nécessaires pour pouvoir permettre une régulation efficace. Le radar SHARAD a permis en 2011 de découvrir un important réservoir de CO<sub>2</sub> dans les dépôts stratifiés du pôle sud, d’un volume estimé entre 9500 km<sup>3</sup> et 12500 km<sup>3</sup>, soit jusqu’à 80 % de la masse de l’atmosphère (Phillips *et al.* , 2011).

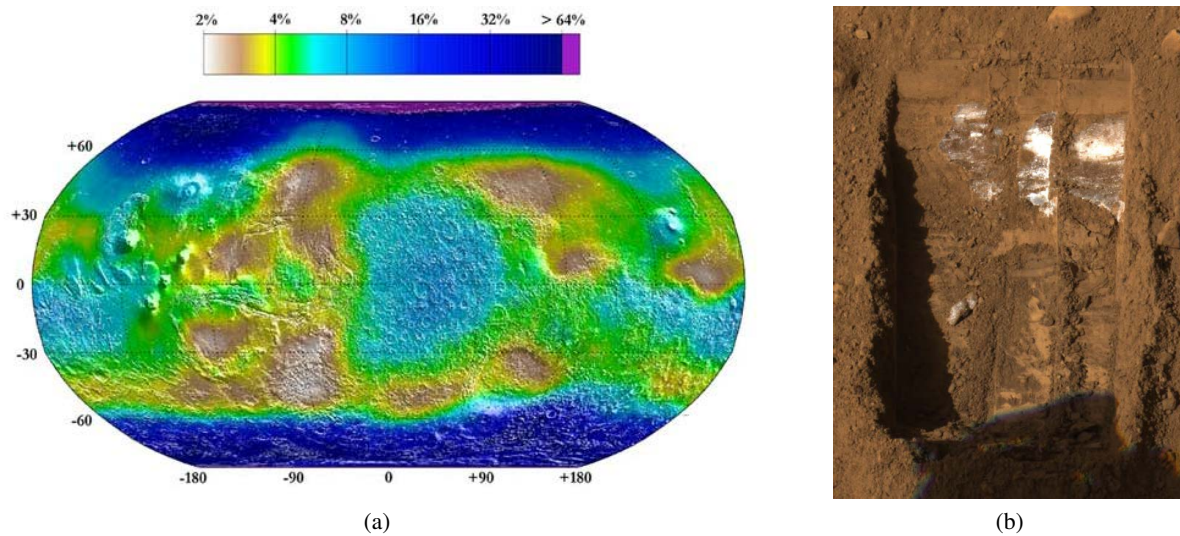


FIGURE 1.22 – (a) Distribution en quantité équivalente d’eau de l’hydrogène sur Mars, déduit du flux de neutron mesuré par la sonde Mars Odyssey, issu de Feldman *et al.* (2004). (b) L’atterrisseur Phoenix a pu confirmer la présence de glace d’eau, quelques centimètres sous la surface, en creusant cette tranchée de 20cm de large et d’environ, le 13 juin 2008. On a pu observer la sublimation de cette glace les jours suivants. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona/Texas A&M University

### 1.2.2 Le cycle de l’eau

Bien que la présence d’eau liquide stable à la surface de Mars soit rendue impossible par les conditions de pression et de température, il existe tout de même un cycle de l’eau sur Mars, bien que très différent de celui que l’on peut connaître sur Terre. L’atmosphère de Mars possède en moyenne  $20\mu\text{m}$  précipitables de vapeur d’eau, c’est à dire qu’on obtiendrait cette épaisseur d’eau en surface si toute la vapeur était condensée. Cette valeur est extrêmement faible : à titre d’exemple, il y a dans les désert les plus arides sur Terre environ  $1000\mu\text{m}$  précipitables de vapeur d’eau. Mars est donc une planète très sèche. Cependant, elle possède différents réservoirs d’eau très importants : les deux calottes polaires décrites précédemment, et une quantité significative dans sa subsurface, sous forme adsorbée et sous forme de pergélisol. Le spectromètre gamma GRS embarqué à bord de Mars Odyssey a permis d’évaluer la quantité d’eau en proche subsurface de Mars (jusqu’à 1 m à 2 m de profondeur), à partir du flux de neutron détecté (Feldman *et al.*, 2002; Mellon *et al.*, 2004; Feldman *et al.*, 2004), comme on peut le voir sur la Figure 1.22.

Ces réservoirs interagissent de différentes manières avec l’atmosphère martienne. Lorsque les dépôts saisonniers de  $\text{CO}_2$  au nord se sont sublimés, la calotte permanente de glace d’eau se retrouve en contact direct avec l’atmosphère. Une partie se sublime alors, et est transportée au gré de la circulation atmosphérique comme l’indique la Figure 1.23. Ceci entraîne la formation dans les régions équatoriales de nuages de glace d’eau pendant l’été boréal, les masses d’air étant entraînées en altitude par la branche ascendante de la cellule de Hadley équatoriale (Pearl *et al.*, 2001).

Au Sud, la calotte résiduelle d’eau reste en permanence masquée par une épaisse couche de poussières, et échange donc peu avec l’atmosphère. Elle fournit néanmoins de l’eau atmosphérique à l’hémisphère sud pendant l’été austral. Du fait de la présence de la grande cellule de Hadley équatoriale, il y a peu



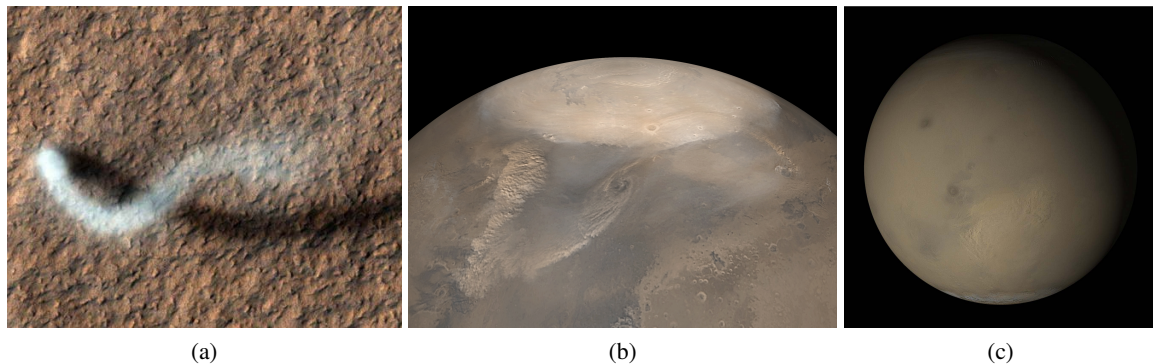


FIGURE 1.24 – Tempêtes de poussières à différentes échelles. (a) “Dust devil” (tourbillon de poussière) capturé par l’imageur haute résolution HiRISE en février 2012 (image ESP\_026051\_2160). L’image fait 600m de large. Le tourbillon lui même fait une trentaine de mètres de large. À partir de son ombre (trace sombre), et connaissant les caractéristiques d’illumination, on peut déterminer une hauteur de panache de 800m. Certains dust devils peuvent atteindre des altitudes beaucoup plus grandes, jusqu’à 20km (voir par exemple l’image ESP\_026394\_2160, datant de mars 2012). (b) Tempêtes régionales de poussières affectant les zones polaires nord de Mars pendant le printemps local. Les contrastes de température entre la glace de CO<sub>2</sub> et les surface dégélées, combinée au flux de sublimation ascendant expliquerait le développement saisonnier de ces tempêtes. Mosaïque d’images de la caméra MOC réalisée en décembre 2002. (c) Mosaïque globale de Mars réalisée à partir d’images MOC, pendant la tempête de poussière généralisée de 2001. Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona, NASA/MSSS.

Leur formation est favorisée par un fort ensoleillement et des surfaces sombres (absorbantes) permettant de réchauffer suffisamment l’air proche de la surface. Les irrégularités au sol entraînent des différences de chauffage, et donc des mouvements de convection des masses plus chaudes. Le remplacement de l’air chaud montant par de l’air plus froid peut ensuite générer le mouvement de rotation, qui associé aux forces de frottement à la surface, va générer un déplacement horizontal du tourbillon (Sinclair, 1969, 1973; Tratt *et al.*, 2003). Les caractéristiques de taille et de vitesse des tourbillons de poussières dépendent donc à la fois de l’ensoleillement, de l’albédo de surface, et des conditions de pression et de température de l’atmosphère. Ces différents facteurs rendent les tourbillons martiens jusqu’à cinquante fois plus large et dix fois plus hauts que leur équivalent terrestre (Ferri *et al.*, 2003; Balme & Greeley, 2006; Lorenz, 2013). Par ailleurs, l’activité de tourbillons de poussières sur Mars semble nettement plus marquée aux moyennes latitudes de l’hémisphère sud (entre 30°S et 65°S), de part l’excentricité de l’orbite martienne, entraînant un ensoleillement plus fort pendant l’été austral (Statella *et al.*, 2014).

#### 1.2.4.2 Tempêtes

La circulation des masses atmosphériques martiennes répond aux mêmes grands principes que la circulation terrestre. D’abord, les différences d’insolation en fonction de la latitude entraînent des différences latitudinales de température des masses d’air. Les masses d’air plus chaudes vont s’élever pour être remplacées par des masses plus froides environnantes. Elles migrent ensuite vers les régions plus froides, à des latitudes plus élevées, puis se refroidissent elles mêmes et redescendent, formant ainsi une cellule convective, nommée cellule de Hadley. Comme sur Terre, la déviation de cette grande cellule de



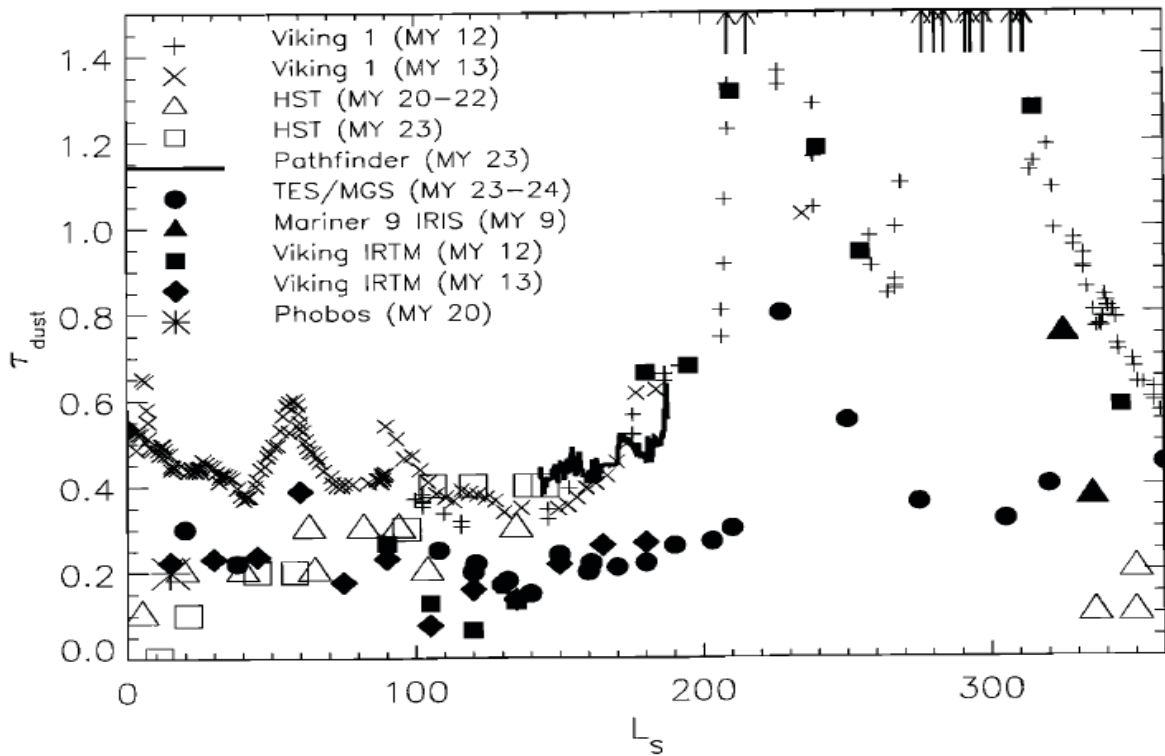


FIGURE 1.25 – Compilation de données de contenu en poussière de l’atmosphère aux basses latitudes de l’hémisphère nord, entre les années martiennes 9 et 24 en fonction de la longitude solaire, réalisée par R.T. Clancy. Les flèches indiquent des mesures d’épaisseurs optiques supérieures à 2 pendant les tempêtes de 1977 (mesures Viking 1 qui sortent du graphe). On remarque clairement une saisonnalité de l’épaisseur optique des aérosols de poussières atmosphériques. Graphe issu de Clancy *et al.* (2000).

convection par les forces de Coriolis dues à la rotation de la planète engendre un régime de vents dominants d’ouest à haute altitude. A plus basse altitude, ces vents sont déviés par la circulation de Hadley elle même, créant des vents de nord-ouest ou sud-ouest, selon le sens de circulation de la cellule, qui s’inverse deux fois par année martienne. Ce mécanisme est analogue à celui de formation des alizés terrestres, à la différence du nombre de cellules près. En effet, il est à noter que Mars ne compte qu’une seule grande cellule de Hadley, qui migre latitudinalement selon les saisons et change de sens de circulation deux fois par an, alors que la Terre possède deux cellules plus petites stables se joignant à l’équateur (Haberle *et al.*, 1993).

A l’échelle globale, cette circulation en mono-cellule est dominante sur Mars, mais localement, des différences d’inertie thermique et d’élévation influencent fortement l’intensité et la direction des vents. Ces vents peuvent souvent atteindre des vitesses suffisantes pour arracher aux surfaces de grandes quantités de poussières, à l’échelle régionale. C’est notamment le cas aux abords des bordures des dépôts saisonniers de glace de CO<sub>2</sub>, où les contrastes thermiques sont très importants (Cantor, 2000) (voir Figure 1.24b). On observe donc, comme on peut le voir Figure 1.25, un cycle saisonnier des poussières, en lien avec le cycle du CO<sub>2</sub> (Clancy *et al.*, 2000).

Pendant le printemps ou l’été austral (pour mémoire, entre  $L_S = 180^\circ$  et  $L_S = 270^\circ$ ), les tempêtes générées peuvent parfois soulever d’importantes quantités de poussière (Douté, 2014), suffisamment pour réchauffer significativement l’atmosphère à l’échelle régionale de plusieurs dizaines de degrés (Gierasch

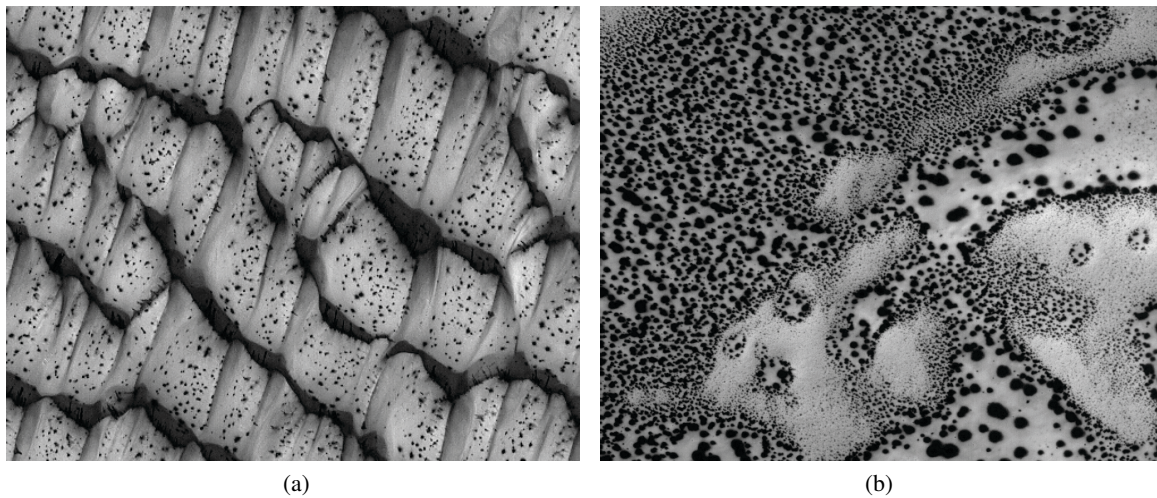


FIGURE 1.26 – Exemples de paysages printaniers dans l’hémisphère nord (a) et sud (b). Les deux images font 3 km de large. (a) Image MOC, datant d’août 2005, d’un champ de dunes (83°N, 220°W) pendant la sublimation des dépôts saisonniers. (b) Image MOC acquise en juin 2005 pendant le printemps boréal (67°S, 16°W). On peut noter l’importante variabilité locale de la distribution des taches sombres à la surface. Crédits : NASA/JPL/MSSS.

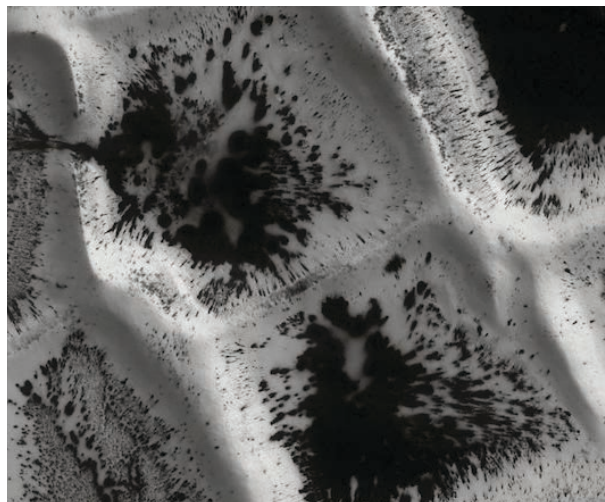
& Goody, 1972; Smith *et al.*, 2002; Strausberg *et al.*, 2005), créant ainsi une circulation encore plus dynamique, et donc des vent plus violents, et faisant donc durer la saison des tempêtes. Cette rétroaction positive, combinée aux minima annuels de pression (*cf* Figure 1.8) peut amener, comme ce fut le cas en 1971 et en 2001, à la naissance d’une tempête globale (Tillman, 1988), obscurcissant l’ensemble de l’atmosphère martienne pendant plusieurs mois (Smith *et al.*, 2002; Strausberg *et al.*, 2005) (voir Figure 1.24c). Le mécanisme générant les tempêtes de poussières à l’échelle globale n’est cependant pas bien compris et semble très chaotique.

### 1.2.4.3 Jets

Le phénomène de jets de gaz froid, processus sans équivalent terrestre décrit en détail Section 2.2 et Figure 2.8, est aussi un agent de transport de poussière. En effet, lors de l’éjection du gaz, une partie du régolite est entraînée avec lui et pris en suspension dans l’atmosphère, jusqu’à des hauteurs supérieures à 100 m (Thomas *et al.*, 2011). Cette puissance d’éjection combinée aux dizaines de milliers d’occurrences pendant chaque printemps, et l’important flux de sublimation de CO<sub>2</sub> permettent la mise en suspension dans l’atmosphère martienne d’une quantité importante d’aérosols de poussières, suffisamment peut-être pour créer des nuages de poussières d’une centaine de kilomètres d’extension, et pourraient déclencher des tempêtes de poussière à l’échelle régionale (Kieffer *et al.*, 2000). Selon la taille de grain des poussières arrachées au régolite, celles-ci vont rester en suspension dans l’atmosphère ou se redéposer sur la couche de glace pour former les taches sombres observées.

La figure 1.26, ainsi que les figures 2.7, 2.3 et 2.6, donnent un aperçu de l’ampleur du phénomène de jets de gaz froid martien. Les premiers jets apparaissent dès la fin de la nuit polaire au tout début du printemps, et de nouveaux jets continuent à apparaître tout au long de la saison. De part la puissance d’éjection des

## Dépôts saisonniers et processus actifs actuels sur Mars



Figures sombres associées au dégivrage dans les régions polaires de Mars. Image HiRISE de 4 km de large de la région d’Inca City (81.5°S 296.3°E) (Crédit : NASA/JPL/University of Arizona).

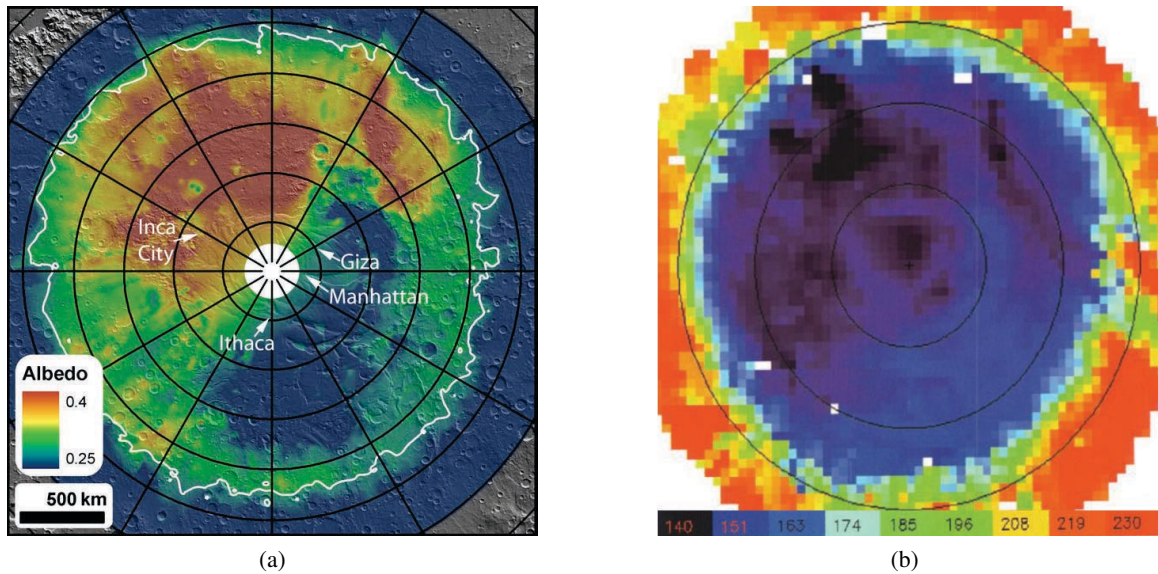


FIGURE 2.1 – (a) Carte d'albédo de la calotte saisonnière sud de Mars pour  $L_S \simeq 220-225^\circ$ , issue de Hansen *et al.* (2010). La limite des dépôts saisonniers est représentée en blanc. Une région de la calotte (en bleu) a un albédo comparable à celui du régolite alors qu'elle est recouverte de glace de  $\text{CO}_2$  : c'est la région cryptique. On peut aussi la distinguer sur la Figure 1.16c. (b) Carte de température de surface de la même région, et à la même saison, réalisée à partir de spectres d'émissions thermiques collectées par l'instrument TES, et extraite de Kieffer *et al.* (2000). L'ensemble de la zone bleue est à la température d'équilibre de la glace de  $\text{CO}_2$ , ce qui permet de délimiter l'extension des dépôts saisonniers, et ainsi de montrer que la région cryptique est bel et bien couverte de glace.

glace transparente (Langevin *et al.*, 2006). Ce désaccord peut être résolu en supposant la présence d'une couche de poussière optiquement fine, thermisée au sommet de la couche de glace.

Il n'existe pas aujourd'hui de consensus clair pour expliquer le faible albédo de la région cryptique, mais il pourrait être lié à l'intense activité géologique décrite en sections 2.2 et 2.3. Cette région est en effet le siège de nombreux processus actifs de surface, et bien que ceux-ci soient observés aussi dans les autres régions de la calotte, ainsi qu'au niveau des dépôts saisonniers de l'hémisphère nord (Pommerol *et al.*, 2012), mais c'est dans la région cryptique que leur concentration est la plus élevée.

## 2.2 Jets de gaz froid

De nombreux processus actifs de surface se déroulent pendant la sublimation des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ . Comme on peut le voir Figure 2.3, la surface gelée se couvre de taches sombres. Leur composition, formation et évolution sont toujours débattues, même si une grande partie de la communauté a trouvé un consensus. Certains ont émis l'hypothèse qu'elles étaient liées à des colonies de bactéries (Gánti *et al.*, 2003). Cependant, cette théorie basée sur des arguments visuels n'est appuyée par aucun autre type d'argument chimique ou spectroscopique. Quelques auteurs suggèrent qu'il s'agit de très fins films d'eau liquide sous la glace, dont la présence est rendue possible par l'effet de serre imposé et la pression exercée par la couche de glace de  $\text{CO}_2$  au dessus (Kereszturi *et al.*, 2009). Toutefois, la lenteur



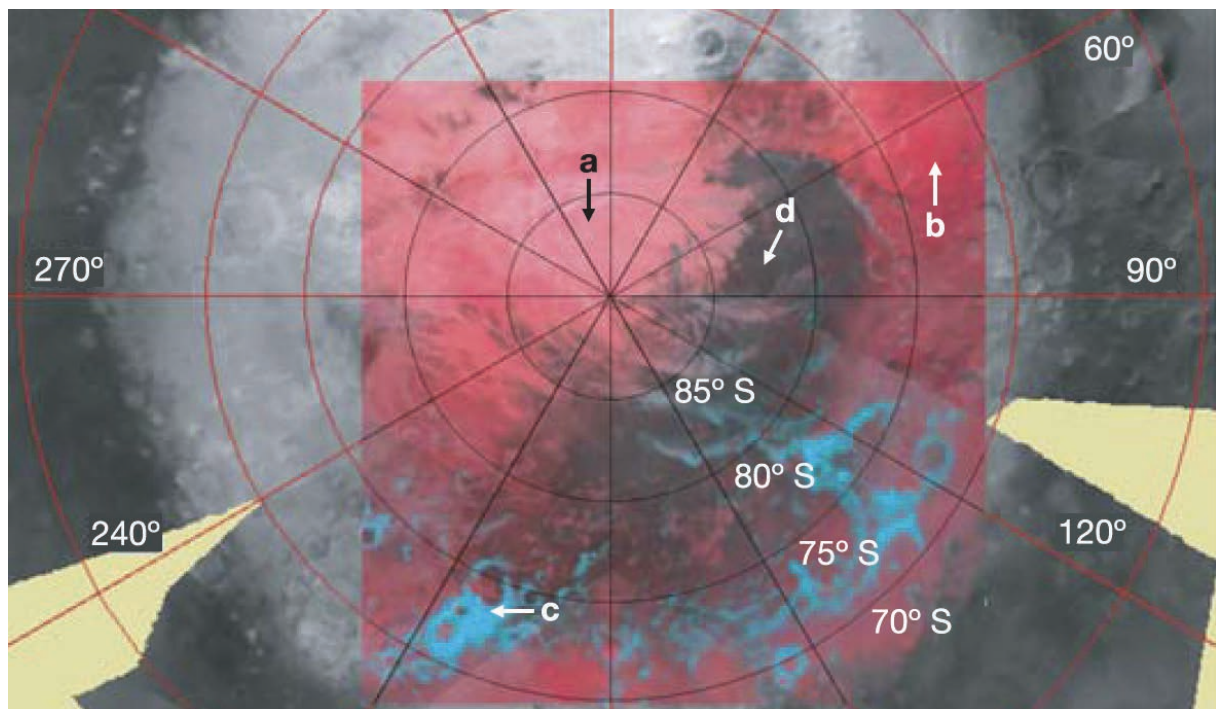


FIGURE 2.2 – Carte basée sur des critères spectraux, superposée à une carte d'albédo de la calotte saisonnière sud, autour de  $L_S = 220^\circ$ , pendant le printemps local, extraite de Langevin *et al.* (2006). On distingue bien la région cryptique, de faible albédo. Sur la carte en fausses couleurs en sur-impression, l'intensité du canal rouge correspond à la profondeur de la bande de la glace de  $\text{CO}_2$  à  $1.43 \mu\text{m}$  et celle du canal bleu à la profondeur de la bande de la glace d'eau à  $1.5 \mu\text{m}$ . La région cryptique ne présente pas de profondeurs de bande importante ni pour le  $\text{CO}_2$  ni pour l'eau.

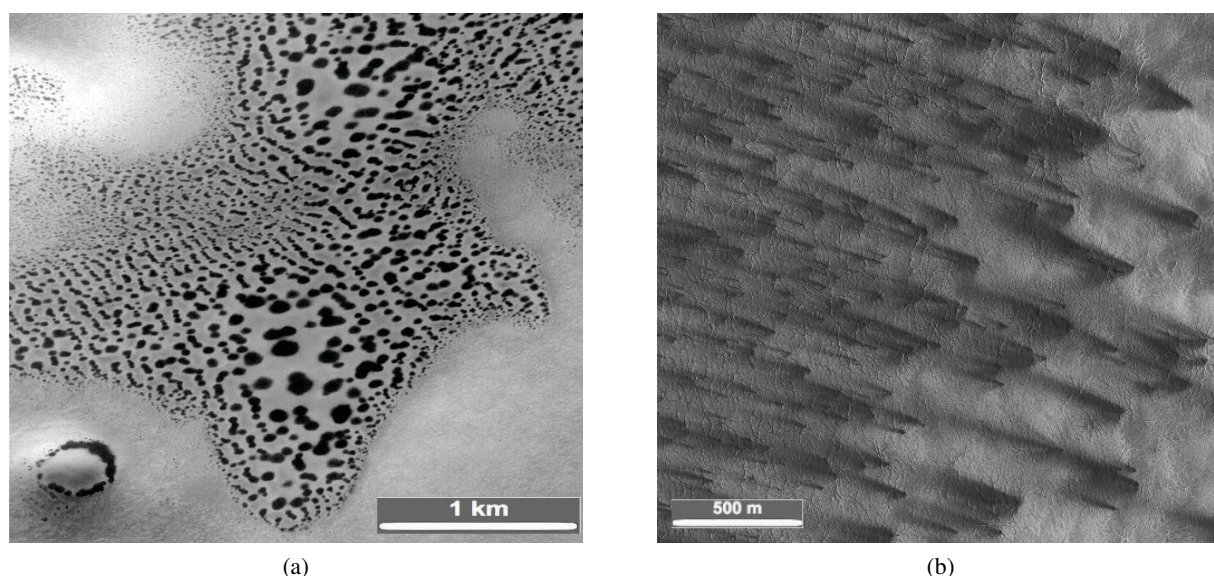


FIGURE 2.3 – Pendant le printemps, la surface gelée se couvre de taches sombres. Différents mécanismes ont été proposés, mais c’est le modèle de jets de gaz froid qui fait aujourd’hui consensus. Selon la direction des vents, ou l’absence de vent au moment de l’éjection, les taches observées ont des formes différentes. (a) En l’absence de vent, les taches observées ont des formes circulaires. Image MOC extraite de M03-07336 (69.4°S ; 17.2°W). NASA/JPL/MSSS. (b) Au contraire, lorsqu’il y a une direction de vents dominants, on observe des formes d’évents, dans cette direction privilégiée. Image HiRISE extraite de PSP-003180-0945 (85°S ; 105°E). NASA/JPL/University of Arizona.

des écoulements impose, en considérant une viscosité dynamique réaliste pour l’eau des films d’épaisseur nanométriques. Cette hypothèse ne rencontre donc pas un franc succès au sein de la communauté internationale. Enfin, S. Piqueux et H.G. Kieffer ont proposé un mécanisme de jets froids (*cryoventing*), décrit Figure 2.4 pour expliquer ces processus de surface (Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006).

### 2.2.1 Modèle de principe

Le modèle de principe pour expliquer l’apparition des ces taches sombres au printemps, dit “modèle de Kieffer” a été imaginé par S. Piqueux et H. Kieffer (Kieffer *et al.* , 2000; Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006), et repose sur les propriétés optiques de la glace de CO<sub>2</sub>. Celle-ci a en effet la propriété particulière d’être très transparente dans le domaine visible, et absorbe donc peu le rayonnement solaire incident. Au contraire, le régolite en dessous étant assez sombre, il absorbe une proportion significative de l’énergie incidente, qu’il restitue sous forme de rayonnement dans l’infra-rouge thermique. A ces longueurs d’onde, la glace de CO<sub>2</sub> est cette fois-ci très absorbante. L’énergie absorbée va alors entraîner la sublimation de la couche de CO<sub>2</sub> par le dessous. Une couche de CO<sub>2</sub> gazeux se développe alors entre le régolite et la glace. Comme la glace est sous forme compacte, ce gaz ne peut s’échapper à mesure qu’il se forme, et la pression au sein de la couche augmente rapidement, jusqu’à atteindre le point de rupture de la glace. À ce moment, la glace cède en son point le plus fragile, et le gaz s’échappe brusquement, entraînant avec lui des poussières du régolite, qui viennent ensuite se re-déposer sur le dessus de la couche, formant les taches sombres observées. La forme de ces taches dépend de la direction des vents

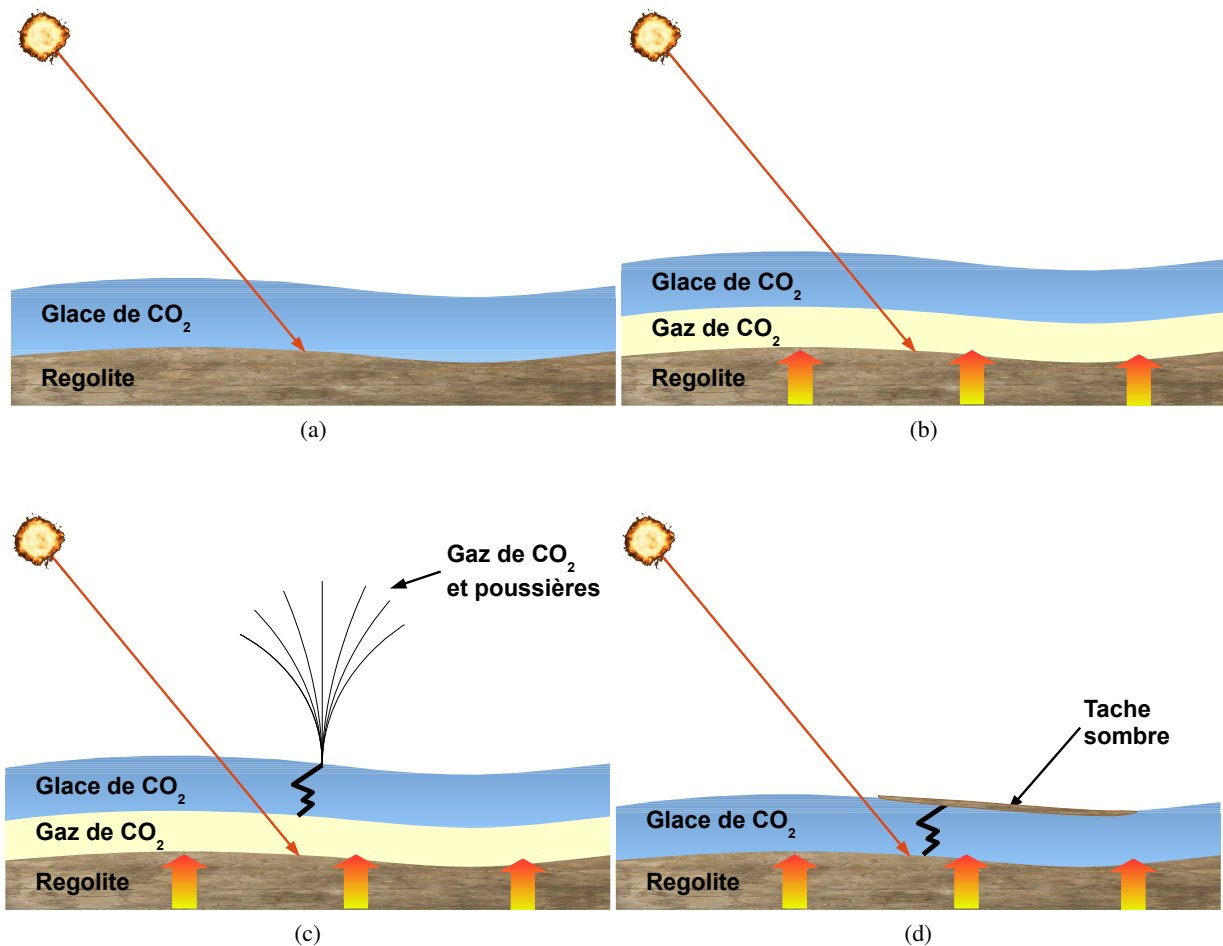


FIGURE 2.4 – Modèle de jets de gaz froid proposé par S. Piqueux et H.G. Kieffer (Piqueux *et al.* , 2003; Kieffer *et al.* , 2006). (a) La glace de CO<sub>2</sub> est transparente au rayonnement solaire (UV-visible) qui est transmis au régolite. (b) Le régolite, sombre (d'albédo  $A \simeq 0.3$ ) absorbe une partie de ce rayonnement. Il chauffe, et restitue une partie de cette énergie sous forme de rayonnement dans l'infra-rouge thermique. La glace de CO<sub>2</sub>, très opaque à ces longueurs d'onde, absorbe ce rayonnement thermique, et commence à se sublimer par la base. (c) La pression de gaz de CO<sub>2</sub> sous la couche augmente jusqu'à atteindre la limite de rupture de la glace. Le gaz piégé s'échappe alors brutalement, entraînant avec lui des poussières du régolite. (d) Ces poussières se re-déposent ensuite au dessus de la couche de glace, formant les motifs sombres observés. Ces motifs sombres peuvent ensuite évoluer en formant par exemple des écoulements.



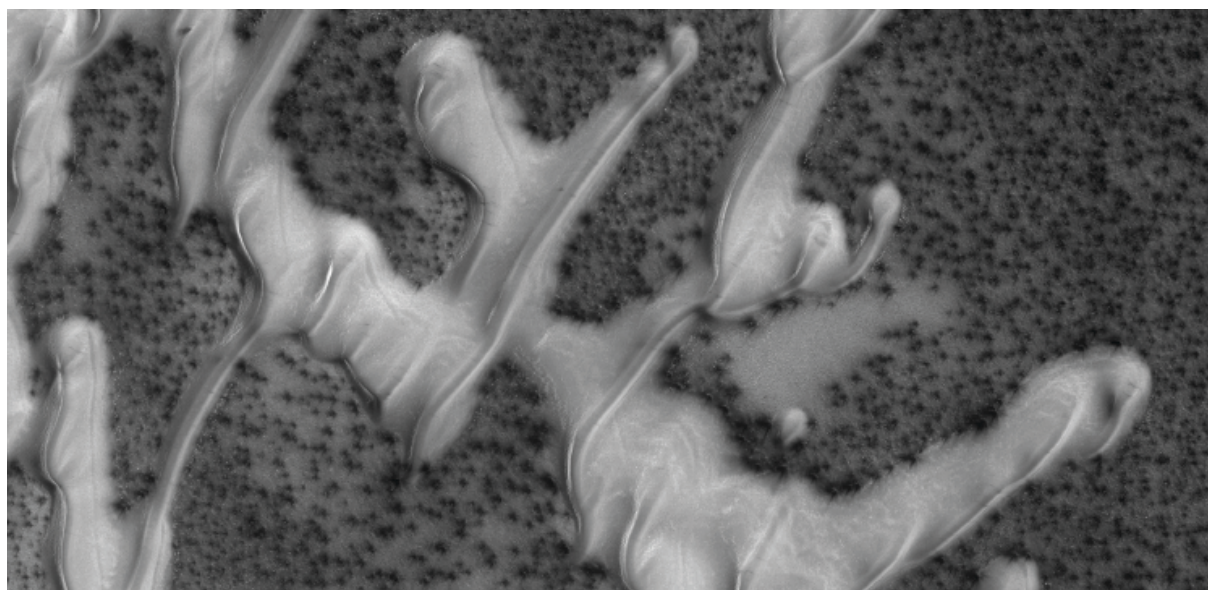


FIGURE 2.5 – Variabilité locale de l’activité. Souvent, celle-ci peut être expliquée par les variations topographiques, mais cela n’est pas toujours le cas. Cette image de 7 km de large est extraite de l’image HiRISE ESP\_024247\_2600 (80°N ; 123°E,  $L_S = 7.5^\circ$ ). On peut y voir la variabilité liée à la présence de dunes : il n’y a aucune activité de jets sur les dunes, alors que les interdunes sont couverts de taches sombres. On peut aussi remarquer qu’il y a une variabilité aussi au sein de l’inter-dune. En effet, au centre de cette image, légèrement sur la droite, on distingue une large zone de plus d’1 km de large dépourvue d’activité, sans raison topographique évidente. NASA/JPL/University of Arizona.

l’activité est concentrée dans l’interdune, et à inverse au milieu du printemps, l’interdune ne présente aucune activité, et les dunes sont recouvertes de taches sombres. Ceci pourrait sembler remettre en question le modèle de jets de gaz froid, dit modèle de Kieffer.

Toutefois, il n’en est rien : les différences peuvent être expliquées par une description de la surface moins simpliste que celle utilisée pour décrire le principe du modèle en section 2.2 et sur la Figure 2.4 (Hansen *et al.* , 2012). Lorsque le  $\text{CO}_2$  se condense en dépôts saisonniers, il peut piéger des inclusions de glace d’eau amenées par la circulation atmosphérique. Dans ce cas, la surface consiste en un lame de glace de  $\text{CO}_2$  compacte, contenant des inclusions de glace d’eau, qui vont s’accumuler en bas de la couche pendant la sublimation du  $\text{CO}_2$  (sans se sublimer elles-mêmes car la température reste bien trop basse), et vont être entraînées avec les poussières lors des premières éjections. Il est possible que l’énergie développée par les frottements à ce moment suffise pour permettre sa sublimation, mais quand bien même, cette eau se redéposera nécessairement à proximité de l’éjection, la glace de  $\text{CO}_2$  formant un piège froid. Les grains de poussière étant sombres, ils pourront s’enfoncer dans la couche de  $\text{CO}_2$  par les mêmes mécanismes de lavage observés sur les glaciers terrestres, laissant la surface de la couche recouverte d’un fin givre de glace d’eau, d’albédo élevé, et empêchant la pénétration du rayonnement à travers la couche, et prévenant ainsi une future activité de jets (Hansen *et al.* , 2012). Or, dans les régions polaires (la zone présentée sur la Figure 2.6 se situe à une latitude de 80°N), les premières rayons solaires éclairant les surfaces glacées après la nuit polaire ont des incidences très élevées, et un azimut solaire très variable : ce sont donc les zones plates, illuminées le plus longtemps qui sont les plus favorables pour développer une activité de jets. C’est ce que l’on observe sur l’image du haut de la Figure 2.6, où les interdunes concentrent l’ensemble de l’activité. Une fois que les interdunes sont



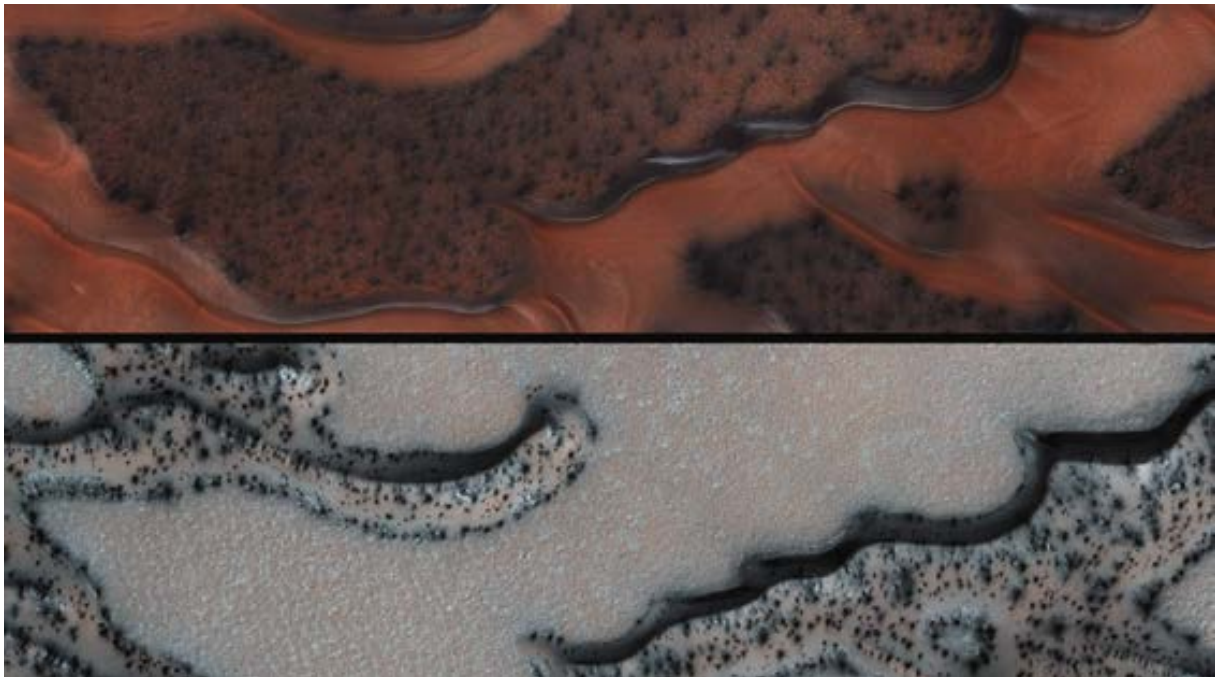


FIGURE 2.6 – Deux images HiRISE de la même zone ( $80^{\circ}\text{N}$ ;  $123^{\circ}\text{E}$ ), au début et au milieu du printemps boréal, extraites de Hansen *et al.* (2012). En haut : image ESP\_024247\_2600, acquise à  $L_S = 7.5^{\circ}$ . On voit que les taches sombres recouvrent les zones d’interdune, et que les dunes, quant à elles ne montrent aucune activité particulière. À l’inverse, l’image du bas (PSP\_007725\_2600), acquise à  $L_S = 47.5^{\circ}$ , montre une activité entièrement concentrée sur les dunes, et un interdune viegre de toute tache sombre. Les deux images, font 1.3 km de haut. Précisons que pour les deux images, l’ensemble de la zone est recouvert par les dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ .

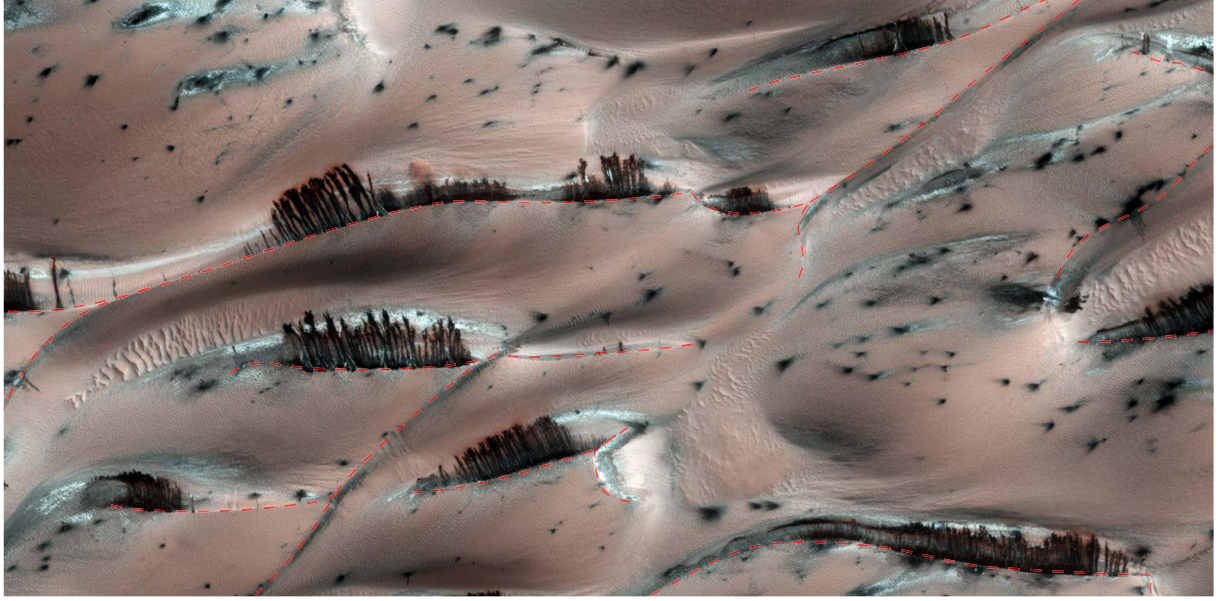


FIGURE 2.7 – Figures d’écoulements sombres observées pendant le printemps boréal : elles seraient dues à la sublimation basale des dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ , entraînant la rupture de la couche, puis l’évacuation du gaz en surpression, emportant avec lui des poussières du régolite. Une fois déposées à la surface, les poussières peuvent former des écoulements granulaires si la zone est suffisamment en pente. Les lignes de crête sont repérées par des pointillés rouges : les écoulement démarrent en général de la crête des dunes. Cette image extraite de l’image HiRISE PSP\_007962\_2635, acquise dans la région de Tleilax ( $83.5^\circ\text{N}$  ;  $118.6^\circ\text{E}$ ), pour une longitude solaire  $L_s = 55^\circ$ . Les pentes pour lesquelles on observe des écoulements ont ici un angle d’environ  $26^\circ$  (Hansen *et al.* , 2012). L’image fait 1.3 km de large.

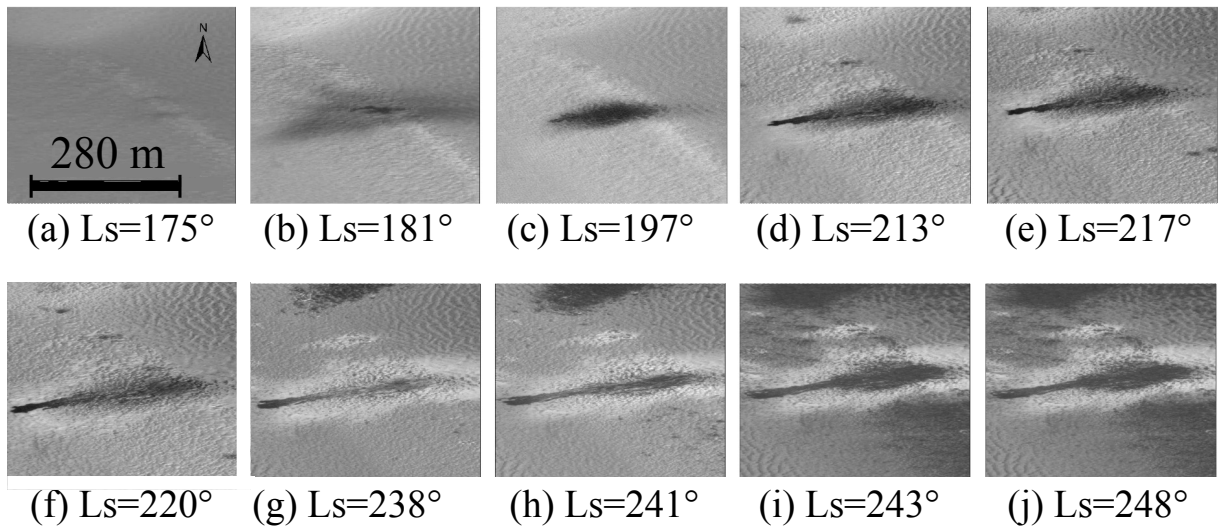


FIGURE 2.8 – Évolution au cours du printemps local d’un motif sombre. Cette figure présente une série temporelle d’images HiRISE, à la localisation  $-72.01^\circ\text{N}$  ;  $179.78^\circ\text{E}$ , dans le champ de dunes du cratère de Richardson. On peut voir qu’une importante éjection s’est produite entre (a) et (b), puis que l’extension spatiale de la tache a diminué (c), et enfin un écoulement très lent est apparu (d) à (j). La vitesse moyenne de cet écoulement est de l’ordre du mètre par jour.



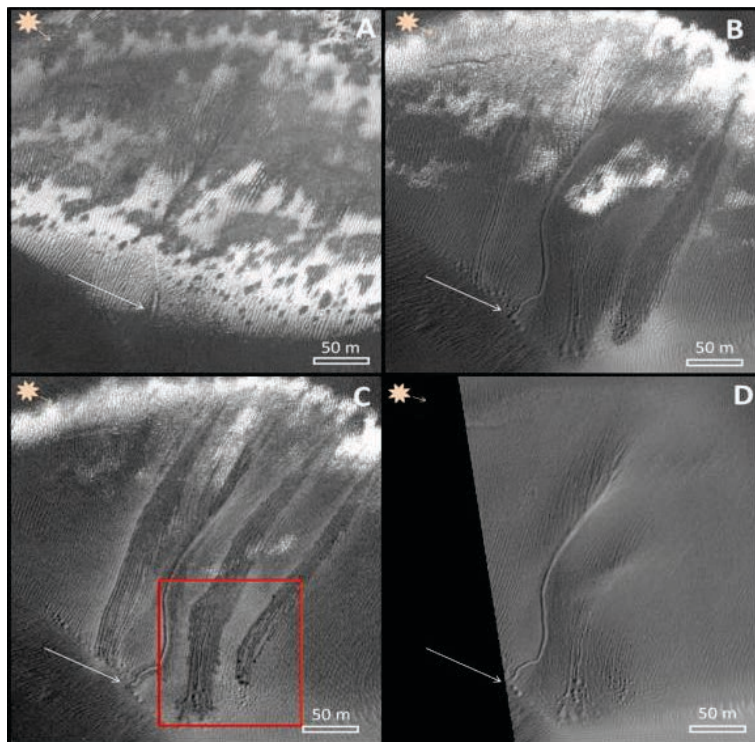


FIGURE 2.11 – Progression de *Linear gullies* et de *Recurrent diffusing flows* pendant le printemps austral, sur la megadune du cratère Russel. La flèche blanche représente un point de référence. (A) La dune et les *linear gullies* sont recouverts de givre de CO<sub>2</sub>. (B) et (C) Progression de *recurrent diffusing flows* dans les *linear gullies*. (D) De nouvelles *linear gullies* ont été créées. Figure extraite de Pasquon *et al.* (2015).

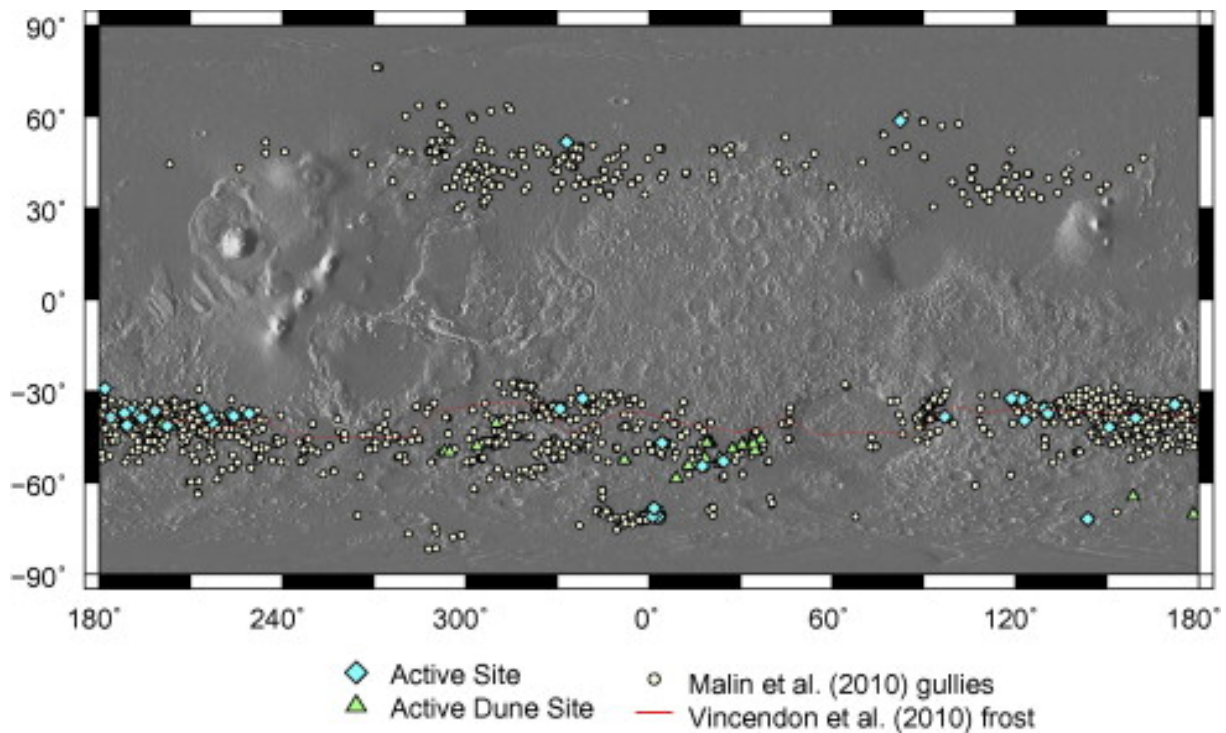


FIGURE 2.12 – Figure extraite de Dundas *et al.* (2015) recensant les ravines présentant les sites où des ravines ont été observées, et ceux pour lesquels une activité de nos jours est avérée. La ligne rouge représente la latitude minimale de condensation de givre sur les pentes faisant face au pôle dans l'hémisphère sud déterminée par Vincendon *et al.* (2010).



FIGURE 2.13 – Image extraite de ESP-012680-1000 (80°S ; 234°E) Figure d'après Portyankina *et al.* (2012b).

comme décrite au paragraphe précédent, romprait le long de arêtes, déclenchant des éjections sur ces zones plus étendues, et donc à des vitesses plus faibles (Portyankina *et al.* , 2012b). Ces cracks sont chaque année à des endroits différents et donc bien dissemblable des polygones de contraction thermique du pergélisol sous-jacent (Portyankina *et al.* , 2012b).

## 2.5 Une morphologie énigmatique : les spiders

On observe dans les régions polaires martiennes, et en particulier dans la région cryptique des morphologies dendritiques pouvant atteindre des tailles kilométriques, sans équivalent terrestre. On les désigne

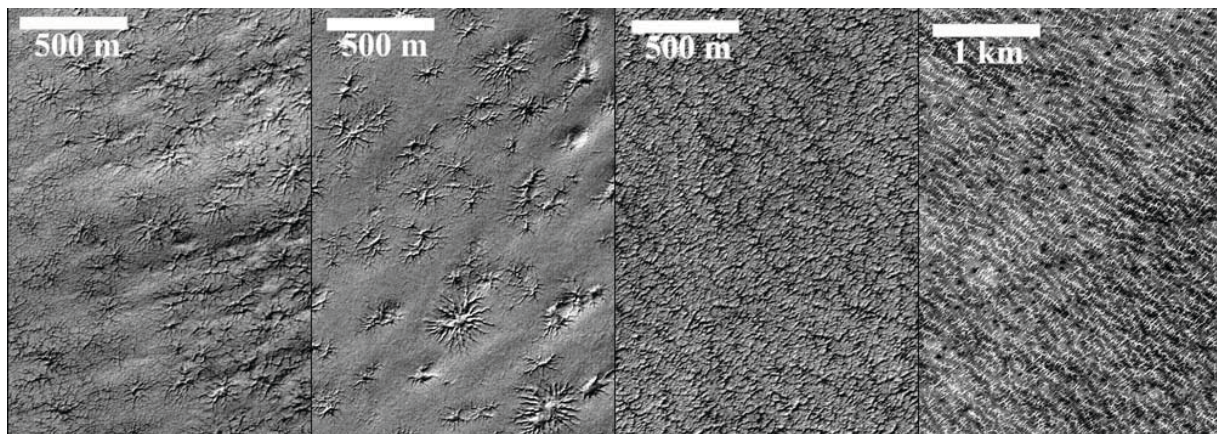


FIGURE 2.14 – Différentes tailles et répartitions de spiders à la surface de Mars, vues par la caméra MOC (Figure issue de Piqueux *et al.* (2003)).



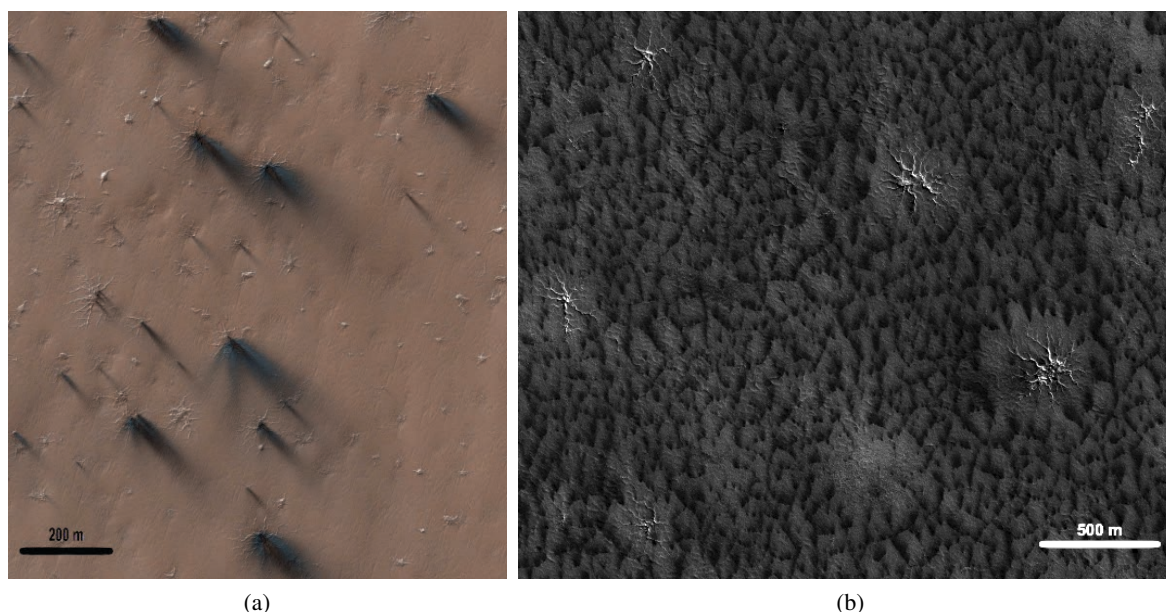


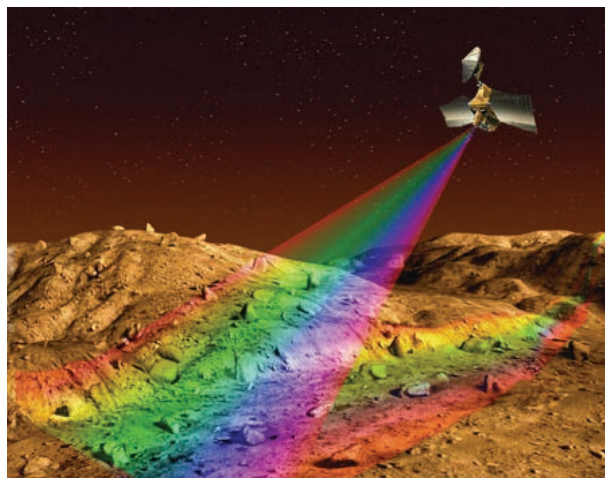
FIGURE 2.15 – L’activité de jets est parfois corrélée à la présence de spiders (a) parfois anticorrélée (b). (a) Image extraite de PSP\_002718\_0950 (85°S ; 82°E), acquise à une longitude solaire  $L_S = 189^\circ$  pendant le printemps Sud. (b) Image extraite de PSP\_003720\_0930 (87°S ; 126°E), acquise à une longitude solaire  $L_S = 237^\circ$ , pendant le printemps sud.

par le terme anglais “spiders”, en référence à leur forme (voir Figure 2.14). Elles sont constituées d’un réseau dendritique convergeant de tranchées de largeur et de profondeur métriques (Hansen *et al.*, 2010) s’étendant sur une zone circulaire, d’une centaine à quelques centaines de mètres (Piqueux *et al.*, 2003; Thomas *et al.*, 2010).

Il a été proposé que ces spiders seraient des motifs d’érosion de la surface par le processus de jets décrit précédemment en section 2.2, formés par la répétition, années après années des jets aux mêmes endroits (Piqueux *et al.*, 2003). Cette proposition, bien que séduisante, souffre néanmoins de nombreuses failles. D’abord, les jets ne se produisent pas strictement au même endroit d’une année à l’autre, et leur localisation peut, selon les observations être localement corrélée, décorrélée ou même anticorrélée avec celle des spiders (*cf* Figure 2.15). De plus, seule une éjection unique par le centre du spider pourrait créer ces motifs, mais ce qui est observé ne correspond pas : les éjections sont multiples, semblent beaucoup trop faibles pour produire ce type d’érosion, et n’apparaissent pas préférentiellement au centre des motifs.

On peut donc conclure de l’ensemble de ces constatations que les spiders ont probablement été créés par un autre mécanisme, peut être de type jet, mais dans ce cas d’une ampleur nettement supérieure aux mécanismes connus aujourd’hui. La présence de ces figures a cependant une influence sur l’occurrence des processus saisonniers de jets de gaz, par le biais des variations topographiques qui les caractérisent, entraînant des variations d’illumination des surfaces (voir Figure 2.6). La formation de ces spiders reste encore aujourd’hui un mystère. Il est possible qu’ils soient les vestiges de processus de surface plus anciens, et plus violents que ceux que l’on observe aujourd’hui. Les spiders restent néanmoins une morphologie caractéristique des hautes latitudes martiennes.

## La télédétection hyperspectrale et ses outils d'analyse rapide



Vue d'artiste du spectro-imageur CRISM à bord de Mars Reconnaissance Orbiter (Crédit : NASA/JHU/APL).

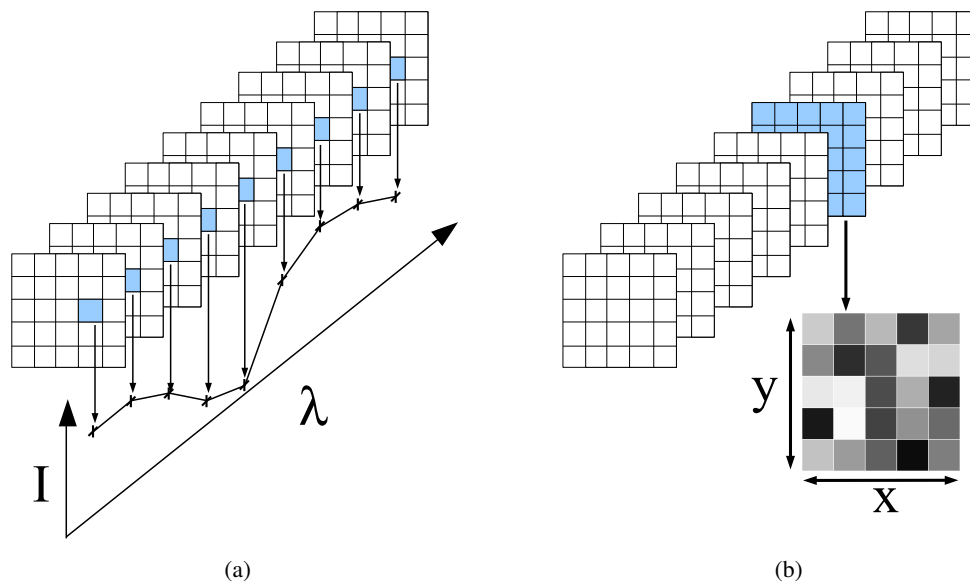


FIGURE 3.1 – Schémas représentant l'agencement des données dans un cube hyperspectral. (a) En bleu : un spectel, soit l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde, en un point de la surface donné. (b) En bleu : un canal spectral, soit une image en niveaux de gris correspondant à l'intensité lumineuse en fonction des coordonnées spatiales, pour une longueur d'onde donnée.

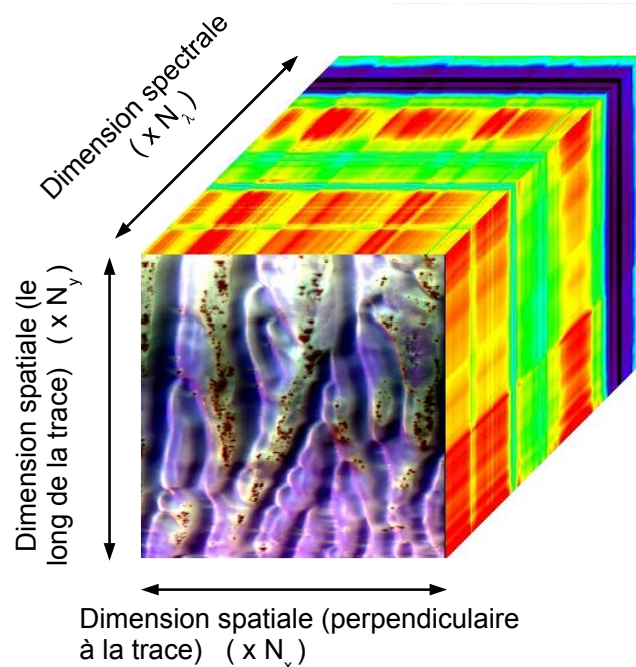


FIGURE 3.2 – Exemple de cube de données hyperspectrales, issu de l'instrument CRISM, extrait du cube FRT000052BC\_07\_IF163L, dans la cratère de Richardson (72°S, 180°E) (Murchie *et al.*, 2007). Un cube hyperspectral possède deux dimensions spatiales et une dimension spectrale : C'est une source d'information très riche.

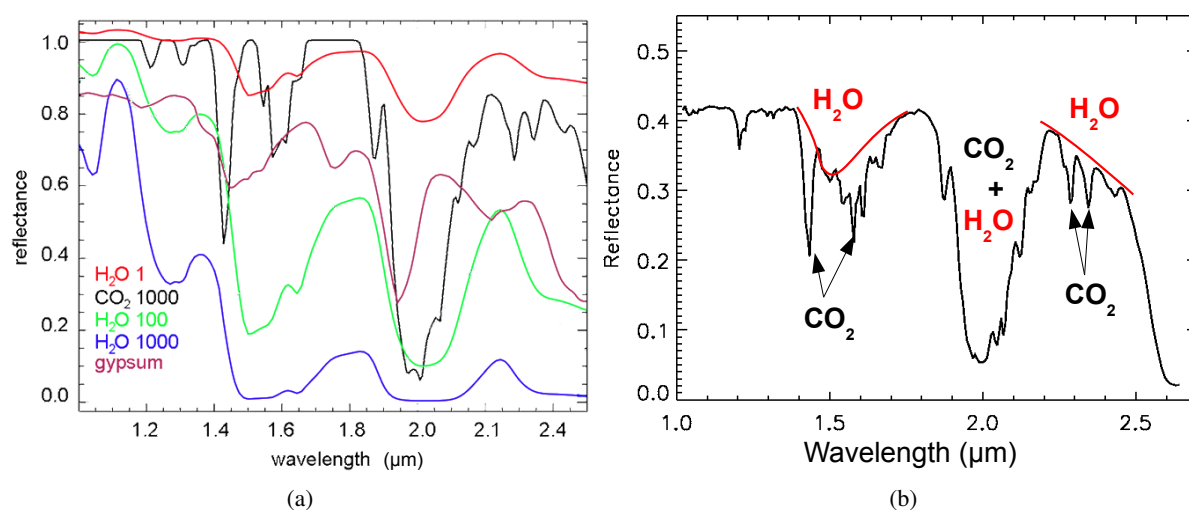


FIGURE 3.4 – Motifs spectraux diagnostiques : certaines espèces peuvent être identifiées par la position de leur bandes d’absorption. (a) Spectres synthétiques de références pour des glaces de CO<sub>2</sub> et d’eau et pour différentes tailles de grains indiqués en μm, et spectre de laboratoire de gypse, issus de la base de donnée spectrale GhoSST (<http://ghosst.obs.ujf-grenoble.fr>) Graphe adapté de (Kereszturi *et al.*, 2011). (b) Spectre mesuré par l’instrument CRISM (Observation FRT000052BC\_07\_IF163L) après corrections atmosphériques. On reconnaît certains motifs spectraux des glaces d’eau et de CO<sub>2</sub>, mais leurs combinaisons sont complexes.

Celle-ci est accompagnée de plusieurs images en “fausses couleurs”, c’est à dire qu’on a placé dans un afficheur classique différents canaux, ou critères spectraux à la place du rouge, du vert et du bleu. Les couleurs alors affichées seront ensuite directement interprétables par les utilisateurs en matière de propriétés physiques. On peut aussi créer des images en niveau de gris en ne représentant les variations spatiales que d’un seul critère.

Les valeurs représentées correspondent le plus souvent à des profondeurs de bande d’absorptions, ou à des rapports de bandes (voir Section 3.3.2.1), car ces critères reposent sur des connaissances *a priori*, et la valeur donnée est donc directement interprétable. On peut cependant parfois avoir recours à d’autres techniques de réduction automatiques permettant d’identifier sans *a priori* les grandes tendances d’un jeu de données (voir Section 3.3.2.2).

### 3.3.2.1 Sélections manuelles de canaux

**Valeur de réflectance pour une longueur d’onde diagnostique** La technique de détection la plus simple en spectroscopie consiste à consulter la valeur de la réflectance pour une longueur d’onde diagnostique de l’espèce recherchée. Cependant, la valeur obtenue n’étant pas normalisée par rapport à celle du continuum (correspondant à l’albédo de la surface), cette méthode donne des résultats qui dépendent fortement des conditions d’illumination et de visée. Ces résultats seront fiables essentiellement pour la détection de bandes saturées, c’est à dire de longueurs d’onde pour lesquelles l’ensemble du rayonnement est absorbé.



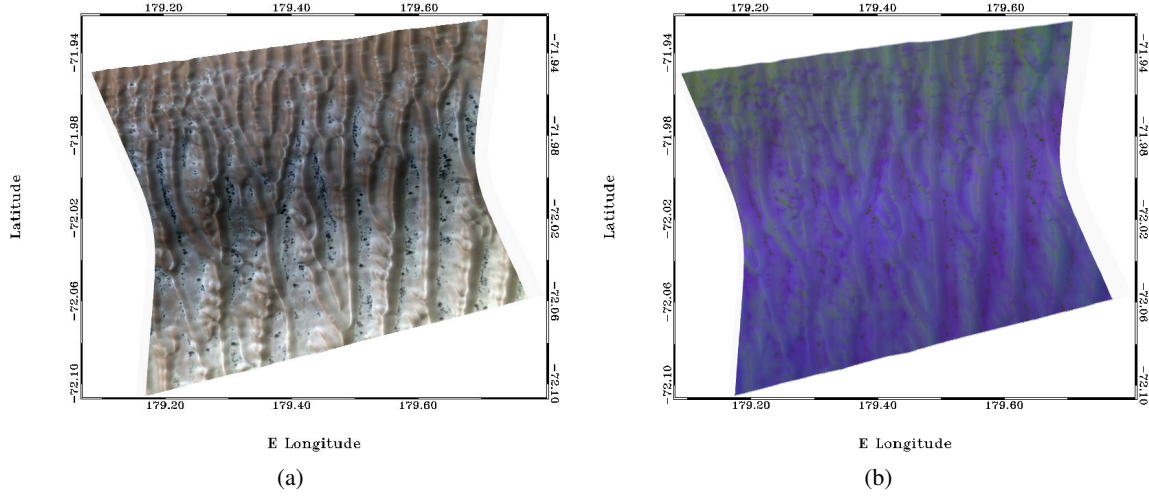


FIGURE 3.6 – Deux réductions différentes du même cube de données CRISM (FRT000052BC\_07\_IF163L) produites dans les chaînes de traitements automatiques. Ces données sont projetées dans un système d'informations géographiques, après correction des déformations géométriques. (a) Image réduite, en vraies couleurs en utilisant les canaux : rouge ← 592nm, vert ← 533nm et bleu ← 492nm. (b) Même image réduite en fausses couleurs en utilisant les canaux : rouge ← BD1900, vert ← BD1500 et bleu ← BD1435. Le vert représente donc ici la glace d'eau et le bleu la glace de CO<sub>2</sub>. Le violet témoigne donc d'un mélange de glaces d'eau et de CO<sub>2</sub>. Ces différents critères spectraux permettent de déterminer la présence de glace de CO<sub>2</sub> et de glace d'eau sur l'ensemble de la zone. Ceci ne permet cependant pas d'en estimer les proportions relatives, mais donne tout de même une idée de la variabilité spatiale de ces proportions. Crédits : NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory.

tant de détecter la présence de glace d'eau. Il correspond à :

$$1 - \frac{R(\lambda = 1.51 \mu\text{m})}{0.507 \times R(\lambda = 1.33 \mu\text{m}) + 0.493 \times R(\lambda = 1.695 \mu\text{m})} \quad (3.4)$$

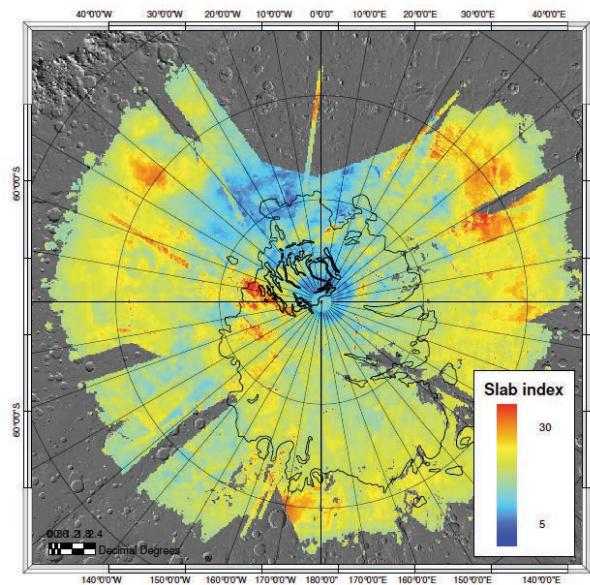
3. BD1900 est un critère basé sur une raie caractéristique de l'eau, et permettant de détecter les sulfates hydratés, les argiles, la glace d'eau ou le verre. Il correspond à :

$$1 - \frac{0.5 \times (R(\lambda = 1.93 \mu\text{m}) + R(\lambda = 1.985 \mu\text{m}))}{0.533 \times R(\lambda = 1.857 \mu\text{m}) + 0.467 \times R(\lambda = 2.067 \mu\text{m})} \quad (3.5)$$

Ce type de critère est largement utilisé pour la détection de différentes espèces, minérales ou glacées, et a permis notamment la découverte de phyllosilicates, des minéraux hydratés, à la surface de Mars (Poulet *et al.*, 2005; Bibring *et al.*, 2006; Poulet *et al.*, 2007, 2008; Michalski *et al.*, 2010). Ils peuvent aussi être utilisés pour l'évaluation rapide de l'intérêt d'une zone d'étude par exemple.

Les réductions manuelles de données ont l'avantage de permettre un traitement très rapide et une représentation simple, ce qui conduit à une interprétation facilitée. Cependant, ceci comporte un certain nombre de risques, comme l'élimination d'informations importantes par l'utilisation d'un nombre très limité de canaux (de 1 à 3 sur plusieurs centaines disponibles). De plus, l'information consultée peut être biaisée par d'autres facteurs. Dans le cas des interactions entre les bandes d'absorption des glaces d'eau et de CO<sub>2</sub> sur Mars, le critère de profondeur de bande a été adapté, mais il peut rester d'autres biais, que

## Méthodes d'inversion de modèle physique



Mosaïque d'indice de transparence de la glace sur la calotte saisonnière sud issue de F. Schmidt & the OMEGA Team (2009) pour les années martiennes 27 et 28, et  $L_S = 220^\circ$ - $230^\circ$  construite en utilisant la méthode GRSIR décrite en section 4.1.

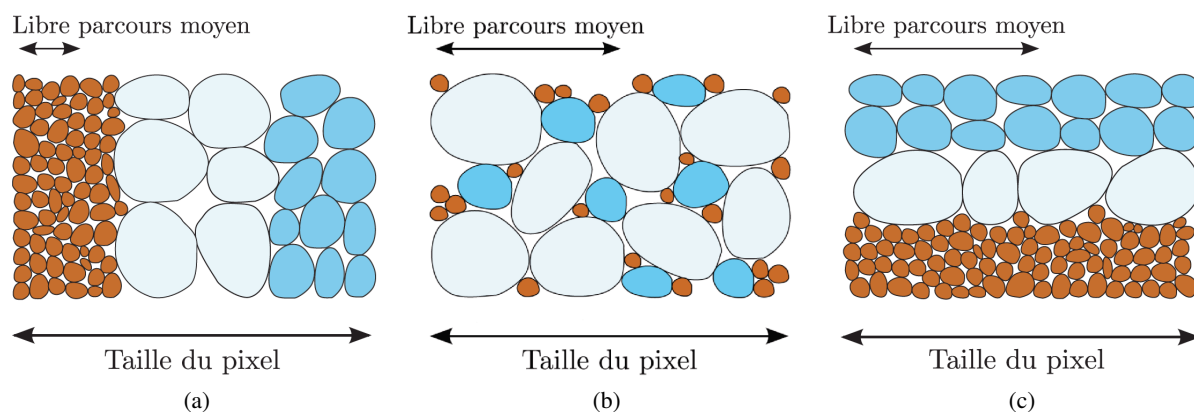


FIGURE 4.2 – Différents types de mélanges possibles en fonction du libre parcours moyen et de la taille du pixel, représentés ici pour trois espèces de caractéristiques différentes pouvant représenter par exemple le mélange sur Mars entre de la glace de  $\text{CO}_2$ , de la glace d'eau et des poussières. (a) Mélange linéaire, ou mélange géographique sub-pixel. (b) et (c) Deux types de mélange intime : le libre parcours moyen d'un photon est supérieur à la distance moyenne séparant les différentes espèces. Les différentes zones d'un mélange linéaire (a) ou les différentes couches d'un mélange stratifié (c) peuvent elle même être constituées d'un mélange intime entre plusieurs espèces (b). Illustrations extraites de Appéré (2012).

l'étude de Mars pour estimer les tailles de grains de glace d'eau et de  $\text{CO}_2$  de la calotte résiduelle Sud (Bernard-Michel *et al.*, 2009a; F. Schmidt & the OMEGA Team, 2009) (cf page 75).

## 4.2 Inversion d'un modèle physique

L'objectif des techniques d'inversion est d'identifier et de quantifier les contributions des différents éléments formant l'objet à analyser, dans notre cas la surface.

Il existe plusieurs types de mélanges pour une surface, linéaire ou intime, représentés figure 4.2. On parle de mélange linéaire lorsqu'on trouve différents types de surfaces mélangées géographiquement à une échelle inférieure à la taille d'un pixel, mais très supérieure au libre parcours moyen d'un photon dans la surface. Le rayonnement n'interagit donc qu'avec un seul type de milieu, selon l'endroit où il rencontre la surface, et le rayonnement mesuré est une combinaison linéaire des rayonnements ayant rencontré les différents milieux. S'il était possible d'augmenter la résolution spatiale de l'instrument à volonté, on finirait par faire disparaître les effets de ce mélange.

On parle de mélange intime lorsque plusieurs espèces différentes sont présentes au sein d'un milieu, et que le libre parcours moyen d'un photon est supérieur à l'échelle de ce mélange, si bien que le rayonnement issu de cette surface est le fruit d'interactions avec les différentes espèces la constituant. On mesure une combinaison non linéaire des rayonnements des différentes espèces pures rencontrées. Ce type d'effet est indépendant de la résolution instrumentale.

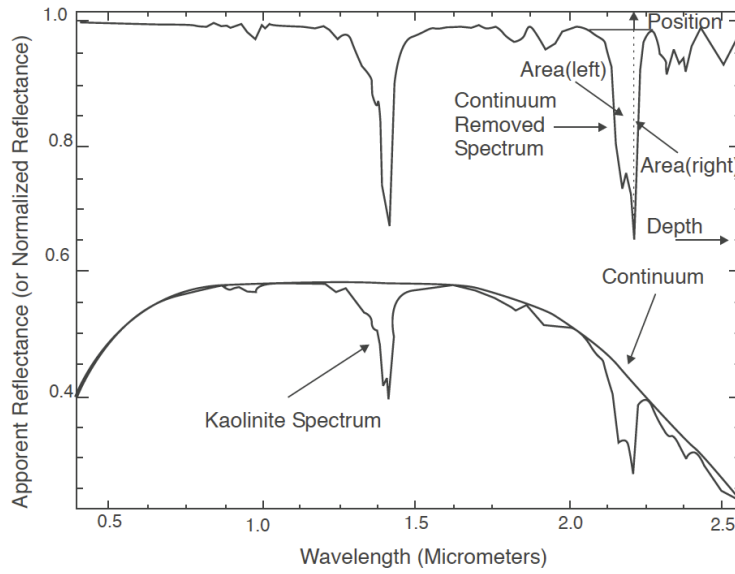


FIGURE 4.3 – Exemple de transformation d’un spectre pour sélectionner ses motifs spectraux : le continuum est retiré et le résidu est normalisé. Le résultat  $SF(d_{mes})$  est représenté en haut. Figure extraite de van der Meer (2004).

biais, comme nous le verrons en partie IV, avec la prise en compte des éventuelles erreurs de correction atmosphérique.

Il existe de nombreuses autres techniques pour évaluer la ressemblance entre les éléments d’une base de référence et une donnée mesurée. On peut, entre autres mesurer le coefficient corrélation  $corr(d_{mes}, F(m_i))$  entre les éléments de la LUT et la mesure :

$$corr(d_{mes}, F(m_i)) = \frac{(d_{mes})^T \cdot F(m_i)}{\|d_{mes}\|_2 \times \|F(m_i)\|_2} \quad (4.8)$$

Ce coefficient varie entre  $-1$  (anti-corrélation) et  $+1$  (corrélation parfaite). Pour le rendre plus facilement utilisable dans les algorithmes de recherche des plus proches voisins, on utilise en général l’*angle*, défini comme  $\Delta = \arccos(corr)$ . Ainsi, on a un coefficient qui varie entre  $0$  et  $\pi$ ,  $0$  étant le plus proche, et croissant à mesure que la ressemblance entre la donnée et la simulation diminue, comme pour une mesure de distance.

Enfin, une autre méthode assez largement répandue est celle du SFF (*spectral feature fitting*) . Celle-ci consiste à ne retenir d’un spectre que les motifs d’absorption : on retire le continuum, et on normalise le spectre (voir Figure 4.3) (Clark *et al.* , 1990; van der Meer, 2004). Les “motifs spectraux” sont ensuite comparés en utilisant la méthode des moindres carrés : on minimise  $\|SF(d_{mes}) - SF(F(m_i))\|_2$ , l’opérateur  $SF$  désignant la transformation du spectre qui ne garde que ses motif spectraux, et l’opérateur  $\|\cdot\|_2$  désignant la norme  $L^2$ .

Les paramètres associés au plus proche voisin (quelle que soit la méthode utilisée pour le déterminer) de la mesure dans la LUT seront considérés comme la meilleure inversion. Cette méthode a l’avantage d’être très rapide, évitant de faire de lourds calculs de modèles directs pour chaque donnée à inverser,

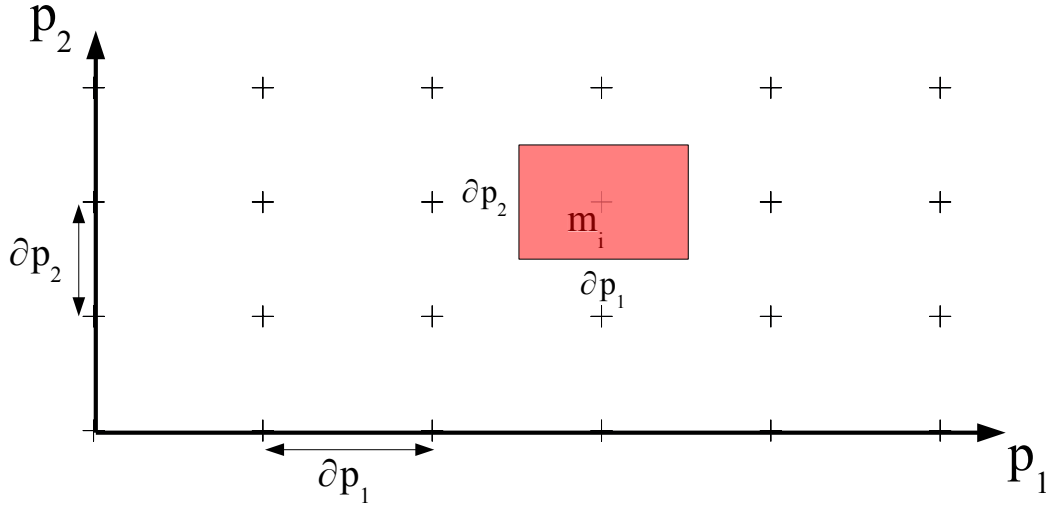


FIGURE 4.4 – Schéma simplifié du maillage d'une LUT dans un espace à deux dimensions. Dans ce cas, le maillage est contenu dans un carré, et deux paramètres,  $p_1$  et  $p_2$  varient. On note  $\partial p_1$  et  $\partial p_2$  les pas d'échantillonnage pour les paramètres  $p_1$  et  $p_2$ . L'élément différentiel dans l'espace des paramètres  $M$  associé au point d'échantillonnage  $m_i$  est représenté en rouge, et vaut  $dp(m_i) = \partial p_1(m_i) \partial p_2(m_i)$ .

où  $dp(m_i)$  désigne l'élément différentiel au point d'échantillonnage  $m_i$  de l'espace des paramètres  $M$  :  $dp(m_i) = \prod_j \partial p_j(m_i)$  (voir Figure 4.4). Pour un paramètre  $p_j$  donné, il existe  $n_j$  pas d'échantillonnage que l'on repère par la lettre  $k$ .

La PDF marginale *a posteriori* de la solution pour le paramètre  $p_j$  d'échantillon  $k$  est :

$$\mathcal{P}\{p_j(k)\} = \frac{L'(k)}{\sum_i L'(k) \partial p_j(k)} \quad (4.22)$$

avec  $\partial p_j(k)$  désignant l'élément différentiel selon le paramètre  $p_j$  en  $k$ , et

$$L'(k) = \sum_i L(m_i | p_j(k)) \prod_{l \neq j} \partial p_l(m_i | p_j(k)) \quad (4.23)$$

où  $(m_i | p_j(k))$  désigne le point d'indice  $i$  de l'ensemble des points du maillage de  $M$  pour lesquels la valeur du paramètre  $p_j$  vaut  $p_j(k)$  et  $\partial p_l(m_i | p_j(k))$  désigne l'élément différentiel selon le paramètre  $p_l$  en  $(m_i | p_j(k))$ . La meilleure solution est celle pour laquelle le paramètre  $p_j(i)$  a la plus grande probabilité. Sa PDF marginale peut être décrite par sa moyenne :

$$\langle p_j \rangle = \sum_k p_j(k) L'(k) \partial p_j(k) \quad (4.24)$$

et son écart type associé :

$$\sigma_{\langle p_j \rangle} = \sqrt{\sum_k (p_j(k) - \langle p_j \rangle)^2 L'(k) \partial p_j(k)} \quad (4.25)$$

Nous associons à la valeur moyenne des barres d'erreurs à  $2\sigma$ , et donc le résultat de l'inversion pour le paramètre  $p_j$  sera :

$$p_{jr} = \langle p_j \rangle \pm 2\sigma_{\langle p_j \rangle} \quad (4.26)$$

## Modèle théorique



Une utilisation artistique des propriétés de transfert radiatif de différents composés : la rosace de la cathédrale de Strasbourg (Photo prise le 23/12/2013).

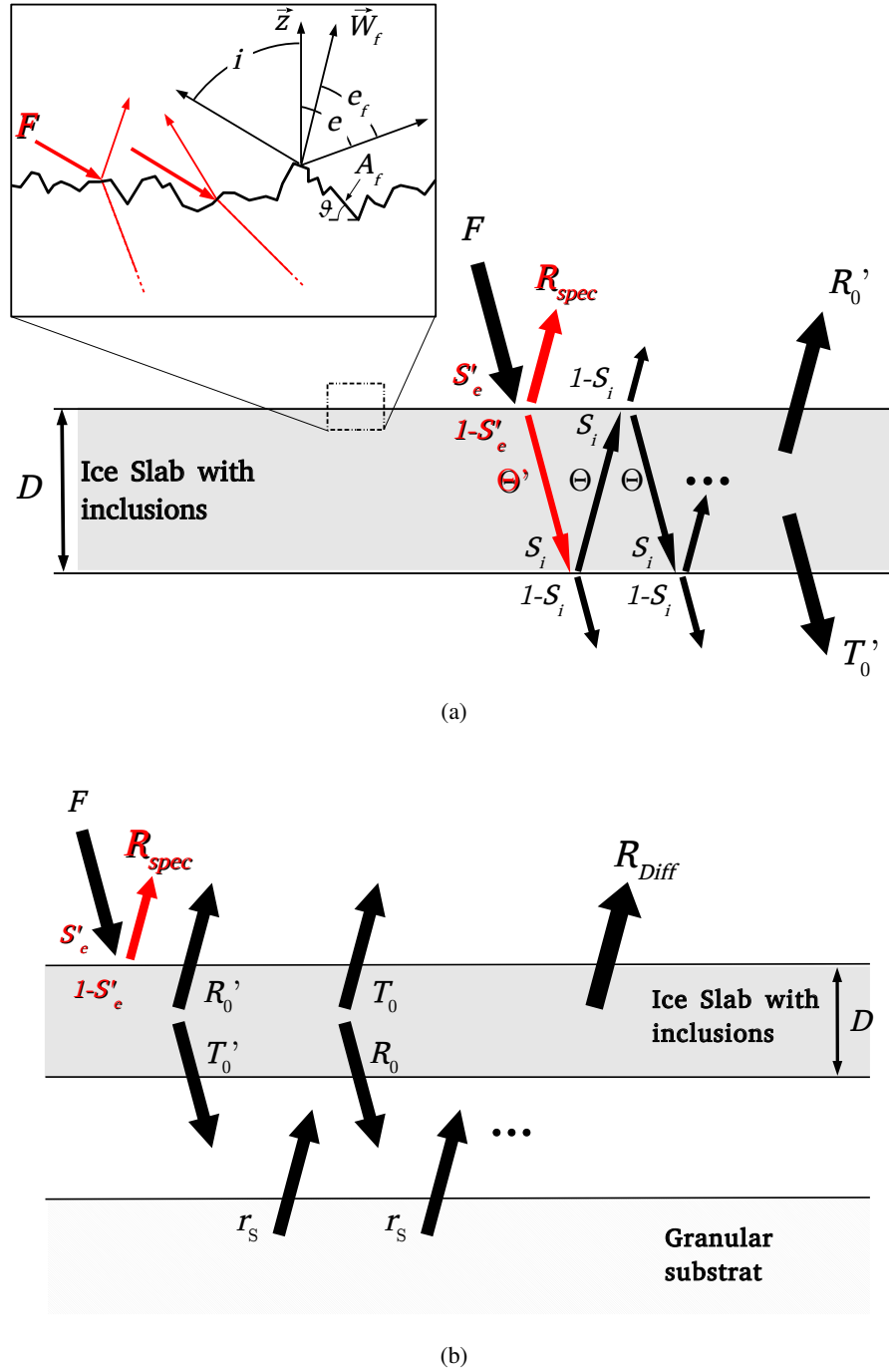


FIGURE 5.2 – Illustration du transfert radiatif dans une lame de glace rugueuse, issue de Andrieu *et al.* (2015b). (a) Transfert radiatif pour la lame de glace seule. Les trajets anisotropes sont indiqués en rouge, et marqués d'un prime. En haut à gauche : illustration des réflexions et transmissions à la première interface, utilisée dans le calcul des variables  $S'_e$ ,  $\overline{1-S'_e}$  et  $\Theta'$ . (b) Illustration de l'*adding coupling*. Le substrat granulaire et la lame de glace sont artificiellement séparés par souci de clarté dans la représentation du couplage.

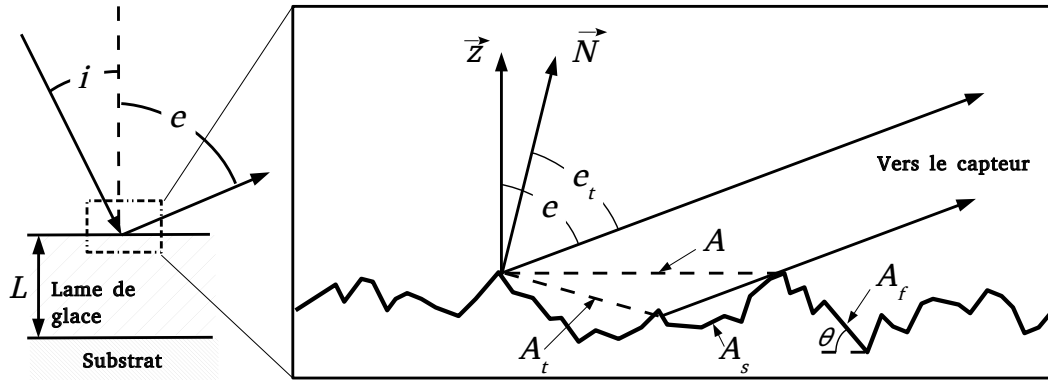


FIGURE 5.3 – À gauche : schéma de la lame de glace d'épaisseur  $L$  surmontant le substrat semi-infini. La rugosité n'est pas résolue pour l'observateur. À droite : zoom sur le rectangle en pointillé représentant la surface réelle, constituée d'une multitude de facettes non résolues  $A_f$  d'orientations différentes, la surface nominale  $A$  interceptée par le détecteur et la surface effective  $A_t$  vue par l'observateur.  $\vec{z}$  représente la verticale moyenne, et  $\vec{N}$  la normale à la surface effective tiltée  $A_t$ . Il est à noter que la facette  $A_s$  n'est pas visible par le détecteur. (Hapke, 2012)

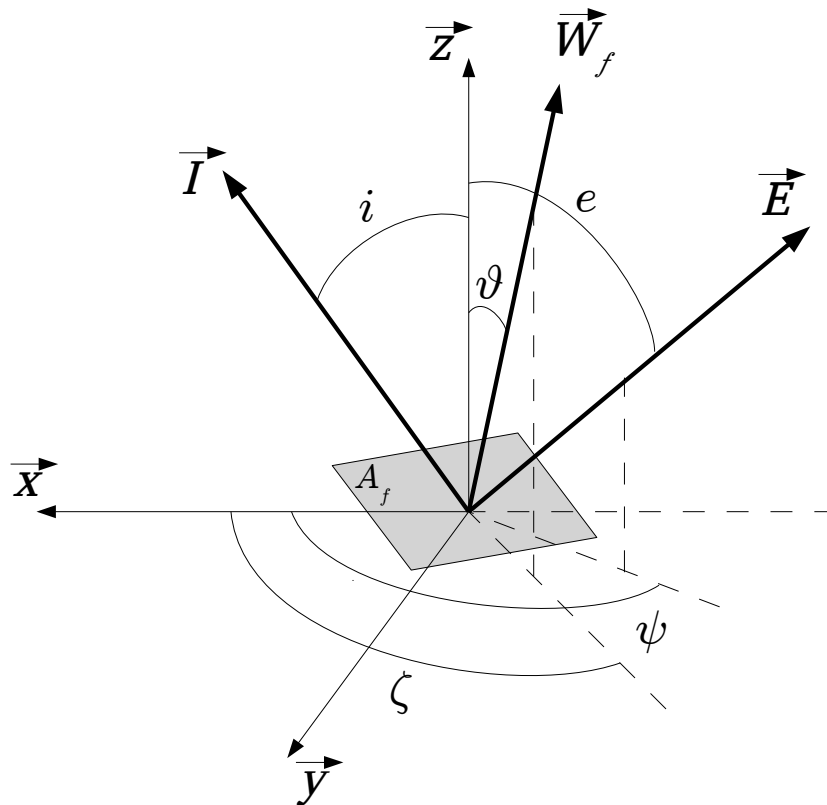


FIGURE 5.4 – Illustration des repères et vecteurs en jeu :  $\vec{I}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{W}_f$  correspondent respectivement aux rayonnements incident, émergent, et la normale à la facette.  $i$ ,  $e$  et  $\psi$  correspondent donc respectivement aux angles d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ;  $\vartheta$  et  $\zeta$  sont l'angle zénithal et l'angle azimutal entre la normale  $\vec{W}$  à une facette  $A_f$  et la verticale  $\vec{z}$  du repère du pixel.



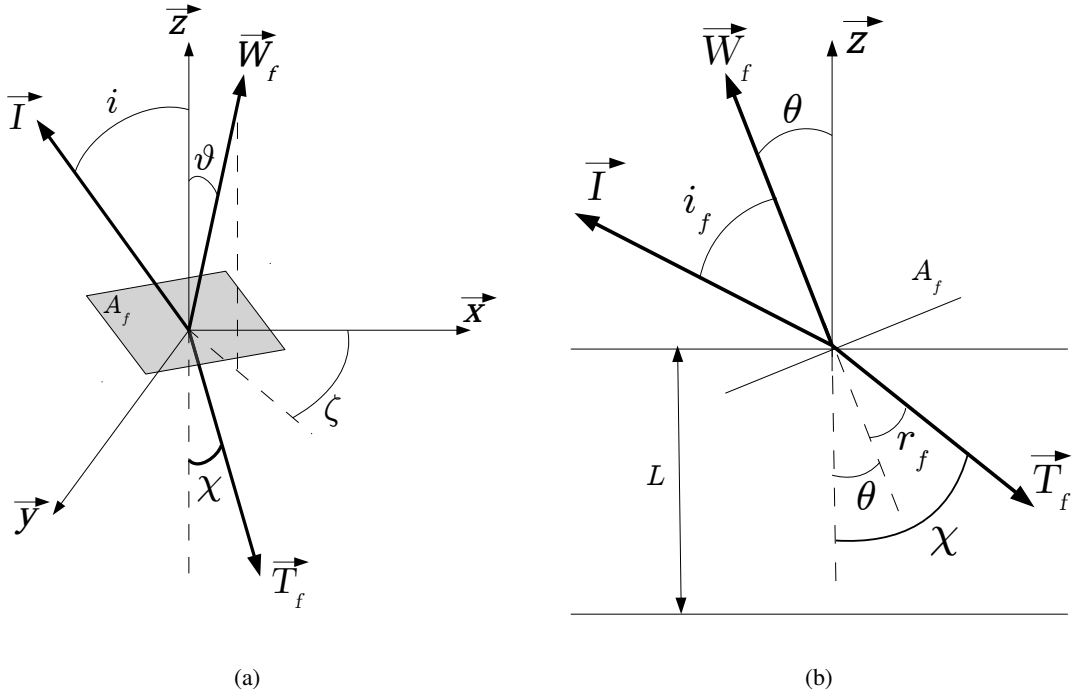


FIGURE 5.6 – (a) Directions des rayonnements incident et transmis par une facette  $A_f$ , d'orientation  $(\vartheta, \zeta)$  au sein d'un pixel. (b) Projection de cette même scène dans le plan  $(\vec{I}, \vec{W}_f)$ . Dans le cas d'une lame de glace soumise à un rayonnement collimaté d'incidence  $i$ , celui-ci atteindra la facette  $A_f$  avec une incidence  $i_f$ , et sera donc transmis à la lame suivant l'angle de réfraction  $r_f$ . La direction  $\vec{T}_f$  dans laquelle le rayonnement est transmis par la facette  $A_f$  forme un angle  $\chi$  avec la verticale locale (normale au pixel).

réparties de manière homogène :

$$\tau = \left( \mathcal{N} \langle \sigma_e \rangle \frac{\ln \gamma_c}{\gamma_c - 1} + a_m \right) v \quad (5.54)$$

### 5.5.5 Facteurs de réflexion et de transmission d'une lame de glace contaminée

#### 5.5.5.1 Éclairée par un rayonnement collimaté

Dans cette section, nous supposons que la lame de glace est éclairée par un rayonnement collimaté. Ce rayonnement peut être celui du Soleil dans le cas d'une surface planétaire, ou celui d'une source de rayonnement parallèle dans le cas d'une expérience de laboratoire. Tout comme en section 5.4, nous supposons que la surface est constituée de  $N$  facettes non résolues. Ces facettes sont toujours orientées en suivant la densité de probabilité  $a(\vartheta, \zeta)$  définie par l'équation 5.6. Chaque facette est donc éclairée à une incidence  $i_f$  dépendant de son orientation. Rappelons que nous considérons que le premier transit au travers de la lame de glace se fait de manière collimatée. La longueur de ce trajet pour un rayon donné va donc dépendre de l'orientation de la facette rencontrée, comme illustré dans l'encart en haut à gauche de la figure 5.2a ou sur la figure 5.6. Ceci est dû à la variation de l'angle de déviation du rayon

## Tests et validations numériques du modèle

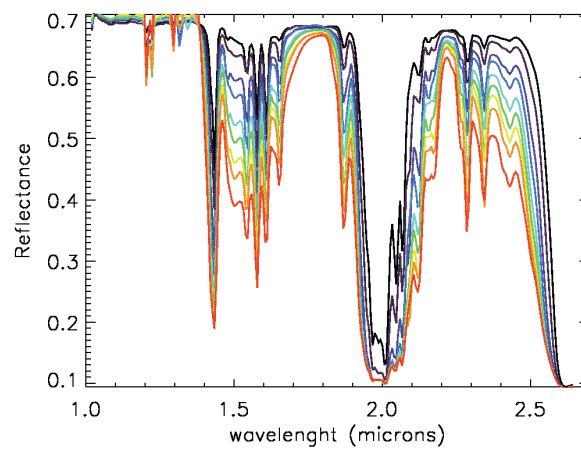
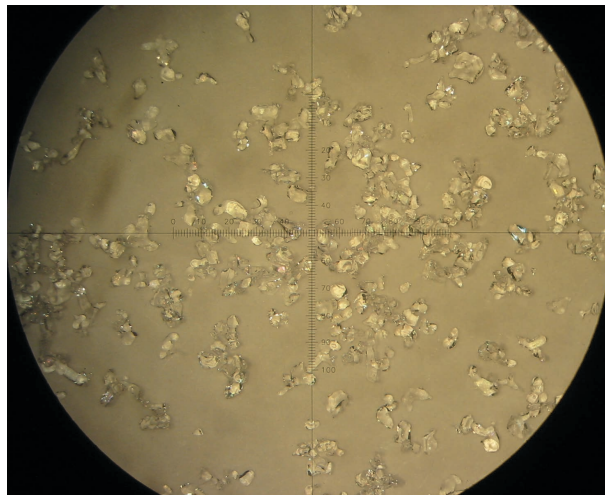


Illustration de l'influence de l'épaisseur de la couche de glace dans un modèle de transfert radiatif, en utilisant une matrice de  $\text{CO}_2$  contaminée par de la glace d'eau. L'épaisseur de la lame de glace augmente du spectre noir vers le rouge.

## Validations expérimentales du modèle : glace colonnaire et neige d'Arselle



Observation au microscope de neige naturelle recueillie à la station de Chamrousse, coté Arselle (Zoom x10 : 15 graduations/mm).

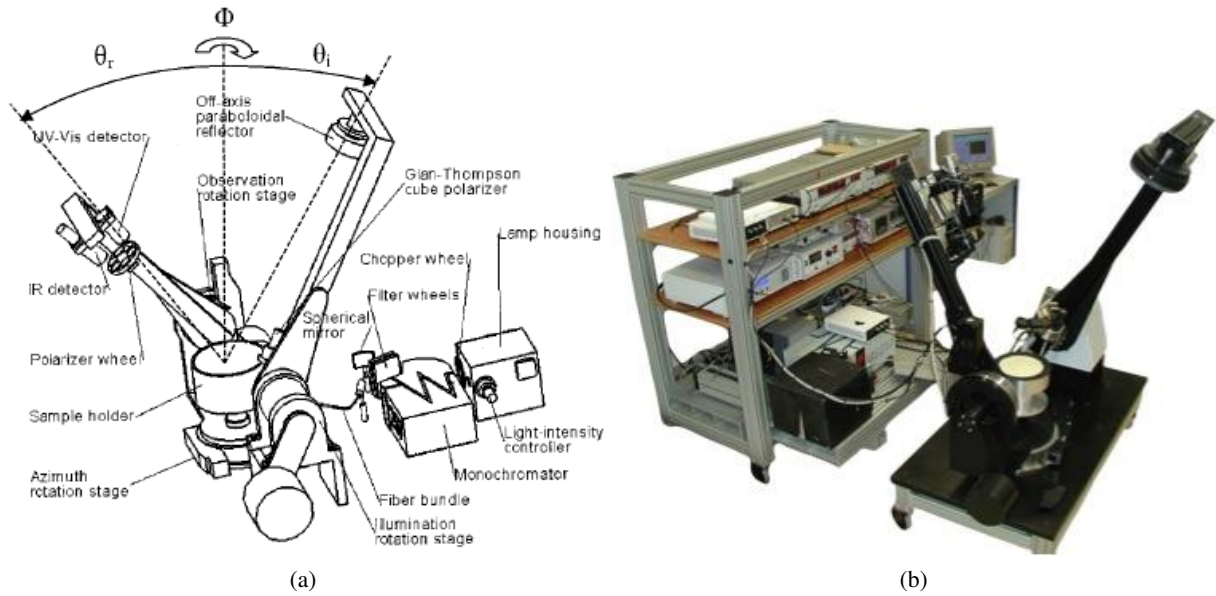


FIGURE 7.1 – (a) Représentation schématique du spectrogonio-radiomètre développé à l’Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble (Brissaud *et al.*, 2004), (b) photo du dispositif, et de son alimentation. Figures issues de la publication scientifique décrivant le dispositif en détails.

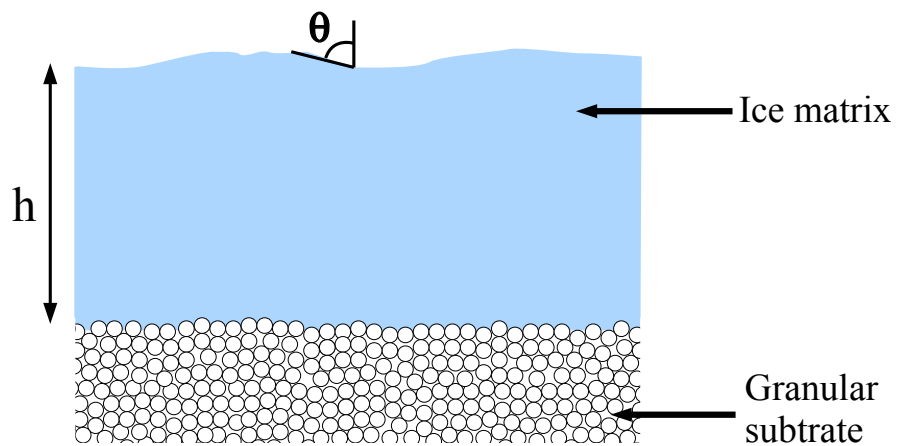


Figure 7.2: Schéma représentant la surface telle que décrite par le modèle de transfert radiatif : une lame de glace d’épaisseur  $h$  et de rugosité de surface  $\bar{\theta}$  surmontant un substrat granulaire de glace d’eau, de taille caractéristique de grain  $\rho$ .

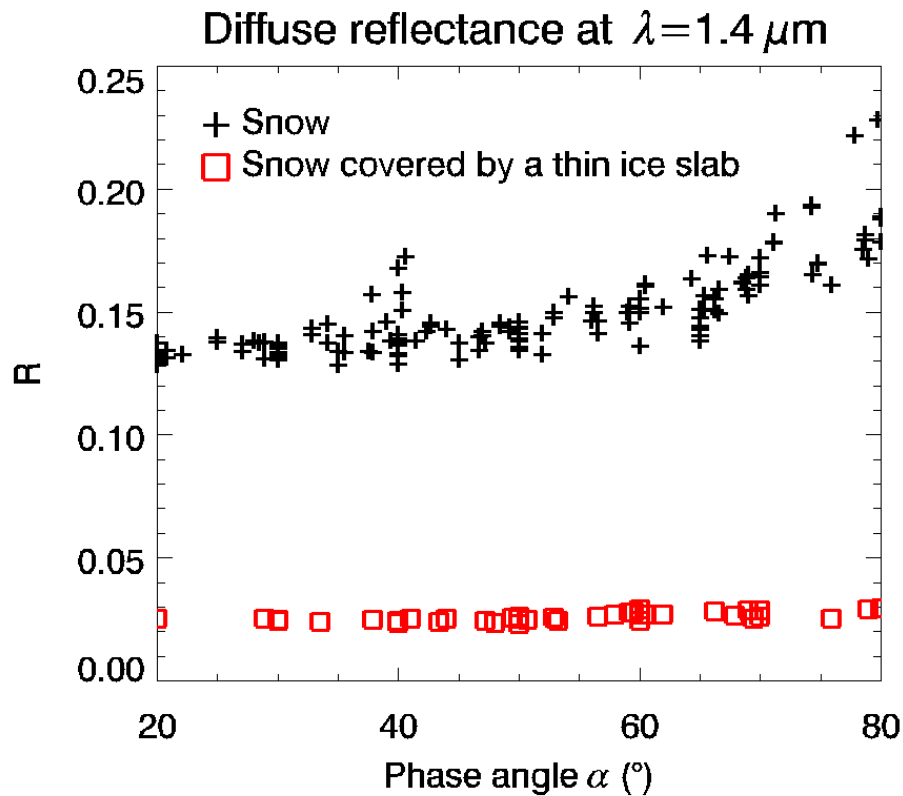


FIGURE 7.3 – Facteur de réflectance pour la longueur d’onde de  $1.4\,\mu\text{m}$  en fonction de l’angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d’une fine couche de glace d’épaisseur  $1.42 \pm 0.47\,\text{mm}$  (carrés rouges). L’effet de la couche de glace n’est pas seulement d’abaisser le niveau de réflectance comme on peut le constater aisément, mais aussi d’isotropiser le rayonnement.

du substrat granulaire comme quasi-lambertien (Figure 5.1b). Ceci peut paraître contradictoire. Des mesures on donc été effectuées, et sont représentées sur les figures 7.3 et 7.4. On peut y noter les deux effets majeurs qu’une lame de glace peut avoir sur la réflectance d’une surface. Le premier, et le plus intuitif, est d’abaisser le niveau de réflectance. À une longueur d’onde où la glace est un milieu très absorbant, comme c’est le cas à  $1.4\,\mu\text{m}$ , et comme les parcours optiques dans une lame de glace compacte sont beaucoup plus longs que dans un matériau granulaire (il y a moins de réflexions et de diffusions), cet effet est tout à fait attendu. Le deuxième effet est de diminuer la directivité de la surface. La Figure 7.4, représentant la réflectance en fonction de l’angle de phase, pour de la neige seule et pour cette même neige, mais surmontée d’une fine lame de glace, illustre bien cet effet. On peut donc conclure de cette expérience que même si l’hypothèse d’isotropisation du rayonnement à la seconde interface peut paraître brutale, elle est validée expérimentalement : une fine couche de glace d’une épaisseur de  $1.42 \pm 0.27\,\text{mm}$  est suffisante pour fortement diminuer la directivité de la surface.

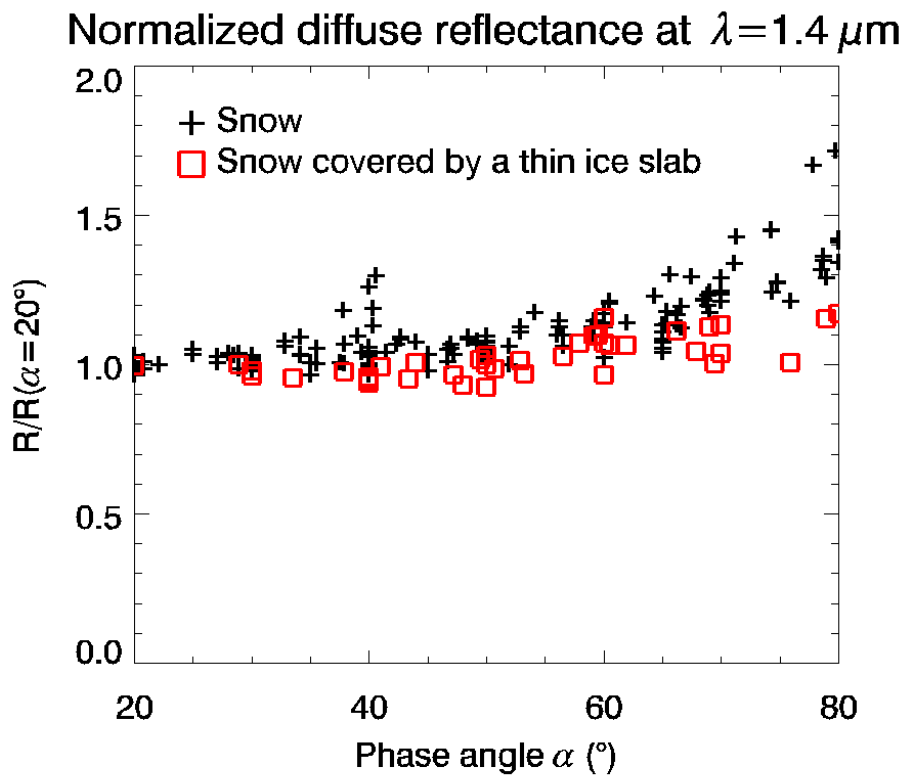


FIGURE 7.4 – Facteur de réflectance pour la longueur d'onde de  $1.4 \mu\text{m}$  en fonction de l'angle de phase, pour de la neige seule (croix noires) et la même neige recouverte d'une fine couche de glace d'épaisseur  $1.42 \pm 0.47 \text{ mm}$  (carrés rouges), normalisées par la valeur à l'angle de phase  $\alpha = 20^\circ$ . On constate donc ici que même une fine couche de glace recouvrant un substrat de neige a un fort effet sur la directivité de la surface. Ceci permet de justifier l'approximation d'isotropisation faite dans le modèle, et donc la description de la contribution du substrat de neige en n'utilisant que son albédo de diffusion simple.

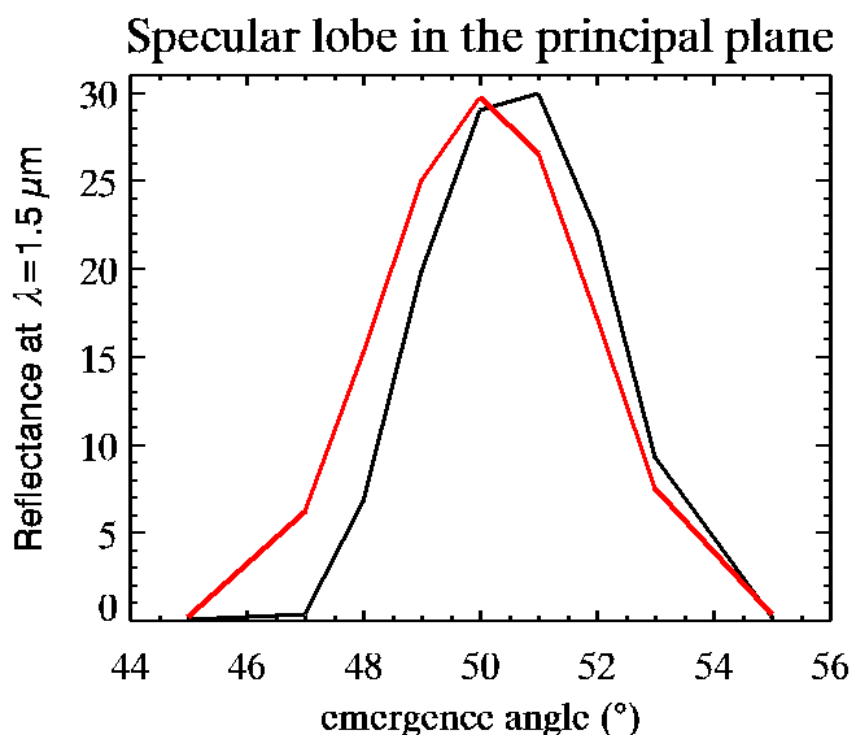


FIGURE 7.5 – Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de  $50^\circ$ . On remarque que le lobe spéculaire mesuré n'est pas centré sur l'émergence de  $50^\circ$ . Au contraire, le lobe simulé correspondant au meilleur ajustement est bien centré sur l'émergence de  $50^\circ$  correspondant à l'optique géométrique. On note tout de même une légère dissymétrie de ce lobe, plus intense vers l'avant. Ceci semble être le cas aussi pour la mesure. On déduit que les optiques du détecteur sont probablement très légèrement désaxées.

### 7.2.2 Résultat sur la rugosité d'après les mesures du lobe spéculaire

Nous avons généré une LUT dans les mêmes conditions d'observation (décrites en section 7.1.2) : pour rappel, une lame de glace d'eau pure de  $12.5 \text{ mm}$  d'épaisseur surmontant un substrat granulaire de neige composé de grains de  $1000 \mu\text{m}$ . La taille de grains n'a ici aucune importance, car à la longueur d'onde de  $1.5 \mu\text{m}$ , le rayonnement n'atteint pas le substrat pour cette épaisseur de lame. Le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$  a été échantillonné entre  $0.1^\circ$  et  $5^\circ$  à un pas de  $0.01^\circ$ .

Nous avons donné le même poids à chaque géométrie de mesure dans l'inversion, et toutes les géométries de mesure ont été prises en compte (voir Section 7.2.1.1). Cependant, par souci de lisibilité, nous avons représenté sur les figures 7.5 et 7.6 le lobe spéculaire uniquement dans le plan principal. Ceci permet de donner une représentation plus claire des niveaux de réflectance que la représentation de la figure 7.7. Cette dernière a en revanche l'avantage de donner une bonne impression générale de la géométrie et de la qualité de l'inversion.

La figure 7.5 présente les facteurs de réflectance mesurés et simulés dans le plan principal pour le meilleur ajustement obtenu. Le lobe spéculaire mesuré n'est pas centré sur l'émergence de  $50^\circ$ , comme on devrait

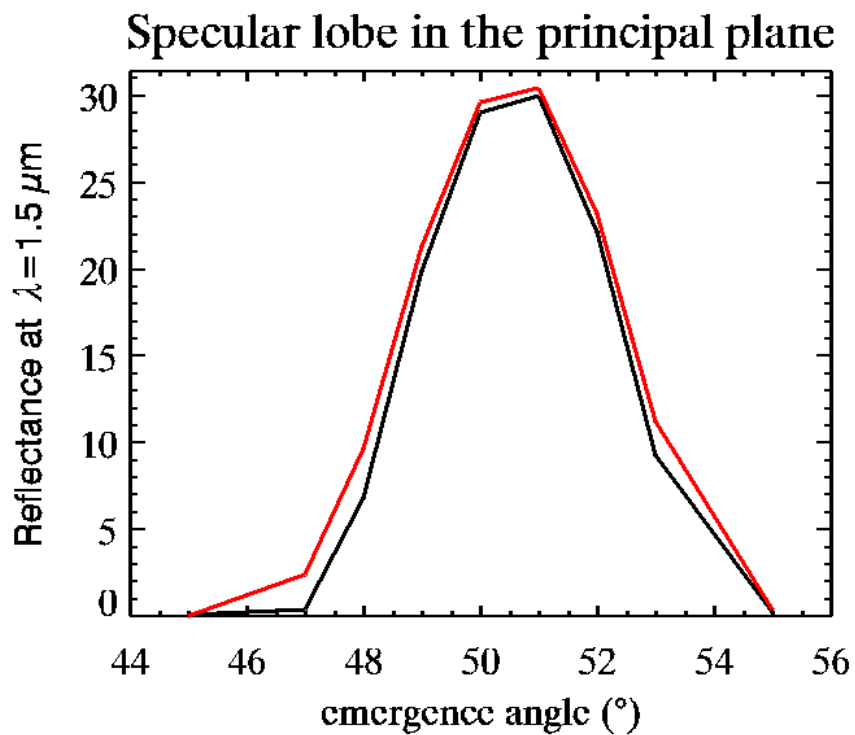


FIGURE 7.6 – Facteur de réflectance mesuré (courbe noire) et simulé (courbe rouge) dans le plan principal, à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , pour un angle d'incidence de  $50^\circ$ . Un léger désaxage du détecteur entraînant un décalage de  $-0.5^\circ$  dans la mesure des angles d'émergence et de  $-0.2^\circ$  dans celle des angles d'azimut a été simulé. Les simulations reproduisent dans ce cas très bien les données.



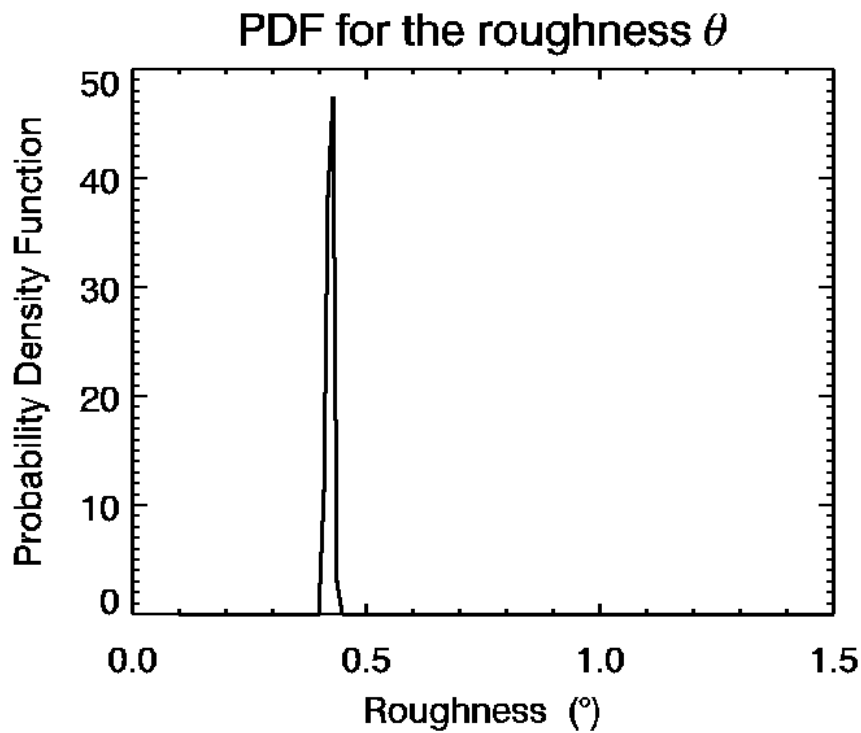


FIGURE 7.8 – Densité de probabilité *a posteriori* pour le paramètre de rugosité  $\bar{\theta}$ . La fonction est très piquée : le paramètre  $\bar{\theta}$  est donc très bien contraint. La valeur retournée par la méthode d'inversion est  $\bar{\theta} = 0.424^\circ \pm 0.035^\circ$ , avec le meilleur ajustement obtenu pour  $\bar{\theta} = 0.43^\circ$ . Ces valeurs très faibles sont en accord avec la méthode de fabrication des lames de glace les plus plates possible.

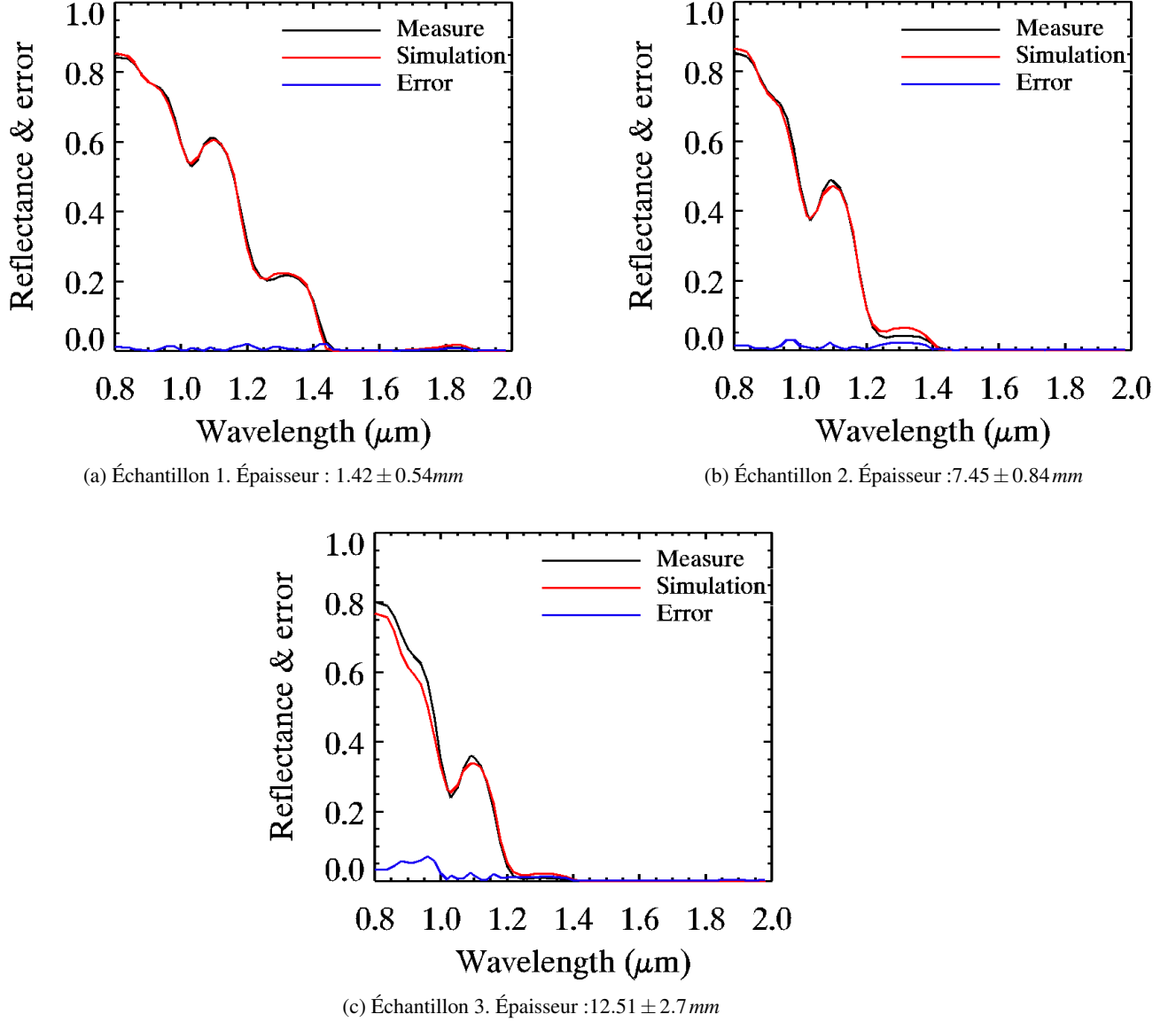


Figure 7.9: Mesure (en noir) et meilleur ajustement (en rouge) de la réflectance simulée, à la géométrie du meilleur ajustement pour chaque échantillon : à l'angle d'incidence  $40^\circ$ , d'émergence  $10^\circ$  et d'azimut  $140^\circ$  pour l'échantillon 1 (a), à l'angle d'incidence  $40^\circ$ , d'émergence  $20^\circ$  et d'azimut  $45^\circ$  pour l'échantillon 2 (b), et à l'angle d'incidence  $60^\circ$ , et d'émergence  $0^\circ$  pour l'échantillon 3 (c). Les valeurs d'épaisseur indiquées correspondent aux mesures effectuées au pied à coulisse avant chaque mesure, associées à leurs incertitudes à  $2\sigma$ . Les différences absolues sont représentées en bleu sur chacun des graphes. Les spectres simulés reproduisent dans l'ensemble les données de manière satisfaisante. Pour l'échantillon 3 (c), en revanche, les valeurs de réflectance dans l'intervalle  $0.8 \mu\text{m} - 1.0 \mu\text{m}$  ne sont pas très bien reproduites. Le modèle est incapable de reproduire les hauts niveaux de réflectance mesurés. Ceci peut être expliqué par un changement dans le protocole de mesure, pouvant mener à une condensation de givre entre le substrat de neige et la lame de glace.

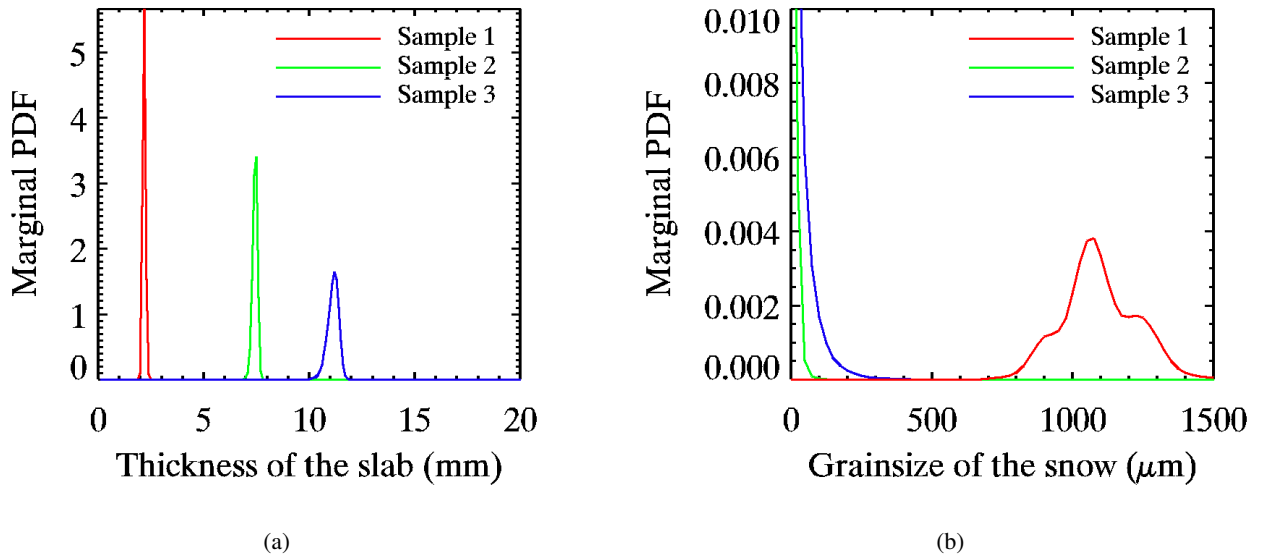


Figure 7.10: Densités de probabilités marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons, et pour les mêmes géométries que pour la figure 7.9. Pour l'épaisseur de la lame, les densités de probabilités sont très piquées et proche de gaussiennes (a). Au contraire, elles sont étalées en ce qui concerne la taille de grains du substrat (b). Cela signifie que l'épaisseur est bien contrainte et peut être déterminée avec précision, alors que la taille de grain de la neige a une influence limitée sur la réflectance de la surface, et ne peut donc pas être estimée avec une grande fiabilité.

La Figure 7.10 représente sur le même graphe les densités de probabilité marginales *a posteriori* associées aux ajustements précédents, pour les trois échantillons, la Figure 7.10a pour l'épaisseur de la lame de glace, et la Figure 7.10b pour les tailles de grains du substrat de neige. On remarque que l'épaisseur de la lame est bien contrainte par l'inversion, comme l'attestent les densités de probabilité *a posteriori* piquées et proche de gaussiennes. À l'inverse, la taille de grain du substrat semble ici avoir un impact limité sur la réflectance de surface. En effet, les densités de probabilités obtenues sont étalées, attestant d'une contrainte faible apportée par la mesure sur ce paramètre d'après l'inversion. On parvient à contraindre la taille de grain pour le premier échantillon de manière satisfaisante autour de 1 mm, avec une large incertitude, de l'ordre de plus ou moins 0.5 mm. Il est cependant déraisonnable d'approximer les densités de probabilité marginales *a posteriori* par des gaussiennes, qu'on pourrait facilement caractériser par leur moyenne et leur écart type. Pour les échantillons 2 et 3, les densités de probabilité *a posteriori* ressemblent plus à des gaussiennes tronquées par la limite du domaine de définition de la taille de grain. On pourrait être tenté d'étendre ce domaine aux plus petites tailles de grains, mais ceci nous est interdit par l'hypothèse fondamentale de l'optique géométrique formulée dans le modèle. On peut donc en conclure que pour les échantillons 2 et 3, les tailles de grains appartenant au domaine de définition semblent ne pas satisfaire mais que probablement des petites tailles de grains sont disponibles dans l'échantillon, probablement dû à du givre de recondensation. De plus, comme on peut le voir sur la photo de la page 135, les grains de neige naturelle sont très irréguliers, à la fois en taille et en forme. Il convient donc d'être prudent quant à l'interprétation de la taille de grains restituée par l'inversion.

Les résultats d'estimation d'épaisseur des trois lames de glace, pour les 39 différentes géométries de me-

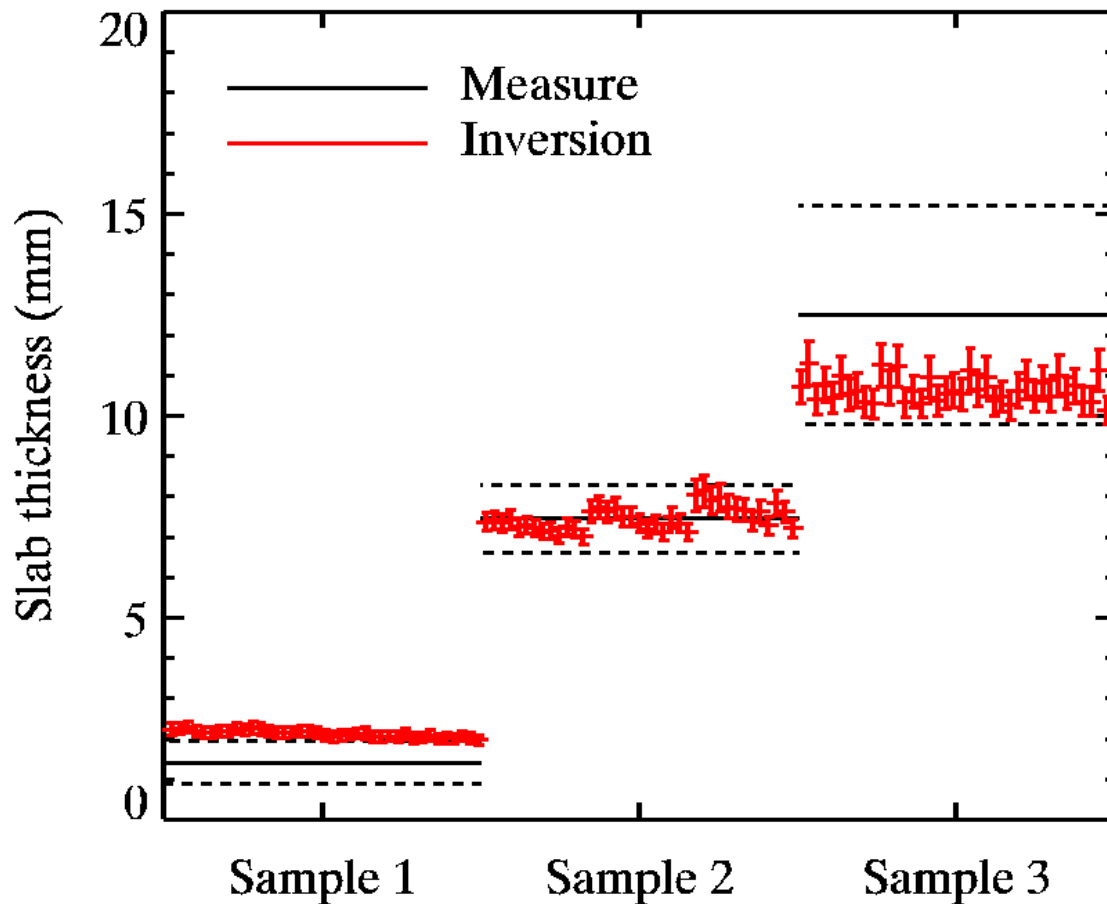


Figure 7.11: Mesures (en noir) et résultats des 39 estimations d'épaisseur (en rouge) pour chacun des échantillons, avec les incertitudes associées à  $2\sigma$ . Les valeurs d'épaisseurs estimées et mesurées sont compatibles. Cependant, l'épaisseur semble sur-estimée pour l'échantillon 1 et sous-estimée pour l'échantillon 3. Les épaisseurs estimées sont triées sur ce graphe par incidence croissante (3 valeurs) et pour chaque incidence par azimuth croissant (13 valeurs : 1 pour l'émergence  $0^\circ$  et 6 pour chacune des émergences  $10^\circ$  et  $20^\circ$ ). La géométrie semble avoir une influence sur l'épaisseur estimée pour les échantillons 1 et 2 : l'estimation semble augmenter avec l'incidence et diminuer avec l'azimut. Cet effet disparaît pour les grandes épaisseurs (échantillon 3).

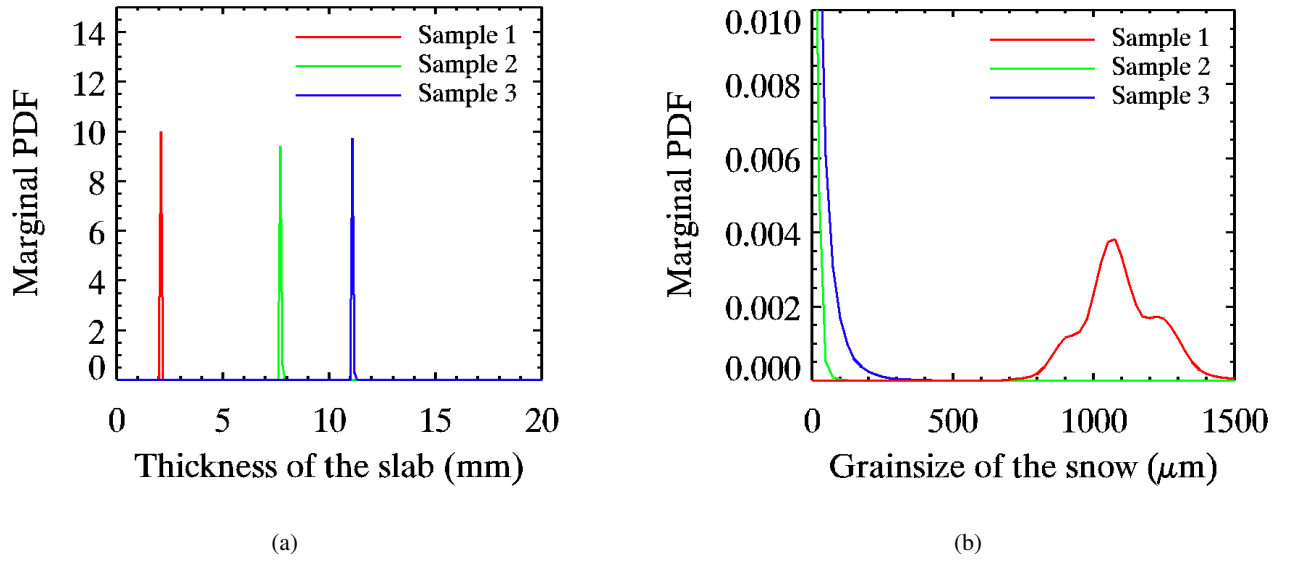


Figure 7.12: Densités de probabilité marginales *a posteriori* pour (a) l'épaisseur de la lame de glace et pour (b) la taille de grain du substrat granulaire, pour les trois échantillons. Les fonctions sont très piquées, et proches de gaussiennes pour l'épaisseur (a). De plus, elles sont compatibles avec les mesures, et cohérente avec les estimations faites en faisant des inversions indépendantes. Les incertitudes *a posteriori* sur les résultats sont bien plus petites que précédemment (Figure 7.10), mais elle ne sont pas complètement fiables, car les erreurs sur l'estimation de la BRDF (Figure 7.13) dépassent les niveaux d'incertitudes *a priori* fournies par la documentation technique de l'instrument (Brissaud *et al.*, 2004)(b) La taille de grain et son incertitude peuvent être déterminées pour l'échantillon 1, et sont cohérentes avec les estimations faites par des inversions indépendantes pour chaque géométrie. À l'inverse, seule la valeur mais pas son incertitude peut être déterminée pour les échantillons 2 et 3, car la densité de probabilité retournée est proche d'un Dirac, à la limite du domaine de définition.

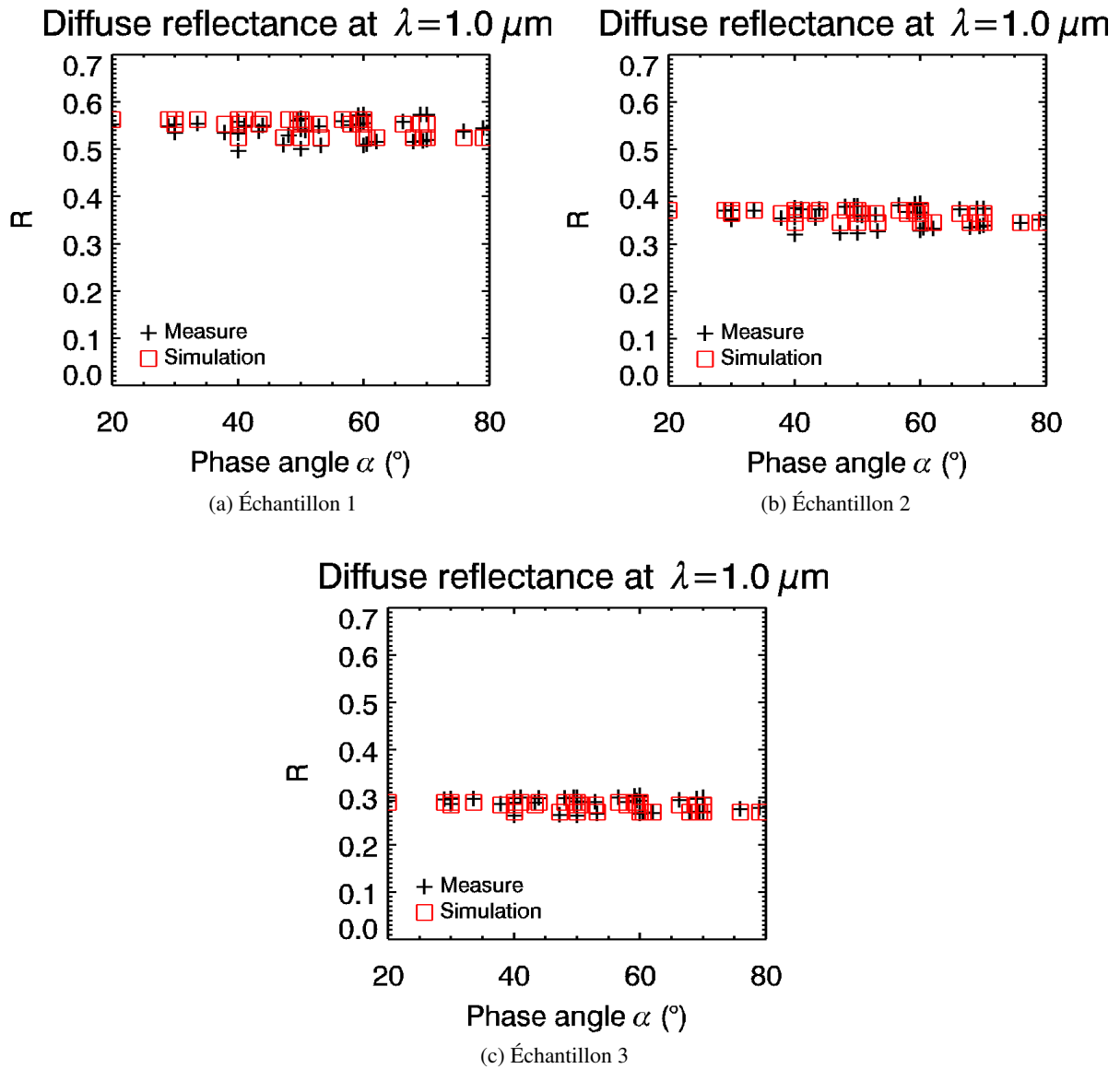


Figure 7.13: Facteur de réflectance mesuré (croix noires) et simulé (carrés rouges) à la longueur d'onde  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pour (a) l'échantillon 1, (b) l'échantillon 2 et (c) l'échantillon 3. La simulation reproduit, bien qu'imparfaitement, raisonnablement bien la mesure. La qualité de la reproduction du comportement géométrique semble augmenter avec l'épaisseur de la lame de glace. Ceci est cohérent avec l'augmentation de l'effet d'isotropisation de la lame, qui augmente avec l'épaisseur, et avec la disparition de la dépendance géométrique de l'estimation d'épaisseur remarquée sur la Figure 7.11.

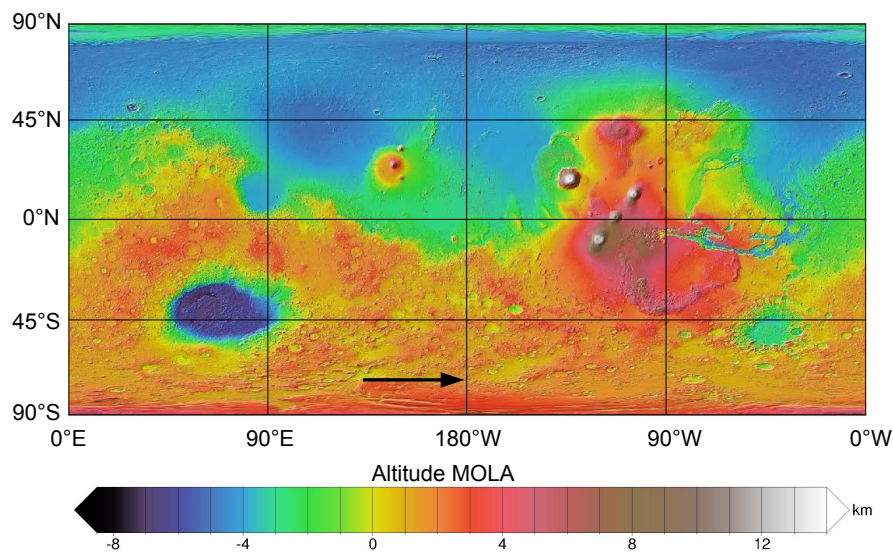


FIGURE 8.1 – Localisation du cratère de Richardson sur une carte topographique (MOLA) globale de Mars. Le cratère, dont le centre est situé à une latitude de  $72.47^{\circ}\text{S}$  et une longitude de  $179.86^{\circ}\text{W}$ , est repéré par la flèche noire.

## 8.1 Choix de la zone d'étude

Avant même de choisir la zone d'étude, deux possibilités s'offrent à nous : l'utilisation des données fournies par le spectro-imageur OMEGA (Bibring *et al.*, 2004), ou de celles fournies par l'instrument CRISM (Murchie *et al.*, 2007). Le choix de l'une ou l'autre de ces deux possibilités présente à la fois des avantages et des inconvénients. En effet, OMEGA a l'avantage d'avoir une large couverture spatiale et temporelle. En revanche, l'orbiteur Mars Express (Chicarro *et al.*, 2004) sur lequel est embarqué OMEGA n'étant pas sur une orbite héliosynchrone, les heures locales de revisite d'une même zone ne sont pas constantes. Ceci peut être un avantage, mais dans le cadre de l'étude de l'évolution saisonnière des dépôts de glace, il pourrait être judicieux de pouvoir s'affranchir des éventuelles variations journalières. Au contraire, la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (Graf *et al.*, 2005) a une heure locale de revisite constante pour une zone considérée. Cependant, le spectro-imageur CRISM (Murchie *et al.*, 2007) embarqué à bord est un instrument à beaucoup plus haute résolution spatiale qu'OMEGA (environ  $20\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$  contre environ  $180\text{m}\cdot\text{pixel}^{-1}$ ). Ceci permet de faire des études locales plus détaillées, mais implique aussi une fréquence de revisite plus faible, et donc un échantillonnage temporel limité.

Nous avons donc d'abord cherché des zones sur Mars qui ont été particulièrement suivies par CRISM, et qui auraient donc un échantillonnage temporel suffisant. Nous cherchons ici au minimum une mesure toutes les deux semaines martiennes pendant le printemps, avec un recouvrement spatial suffisant. Nous cherchons aussi bien sûr une zone qui est recouverte par les dépôts saisonniers de glace de  $\text{CO}_2$ , et qui présente des processus géomorphologiques actifs à sa surface dans l'intervalle temporel considéré. Nous avons donc parcouru la base de données publique disponible sur les archives Planetary Data System (PDS), et avons remarqué une zone particulière, celle du cratère de Richardson (voir Figure) qui présente plusieurs avantages :

1. L'échantillonnage temporel pendant le printemps local de l'année martienne 26 est suffisant (12

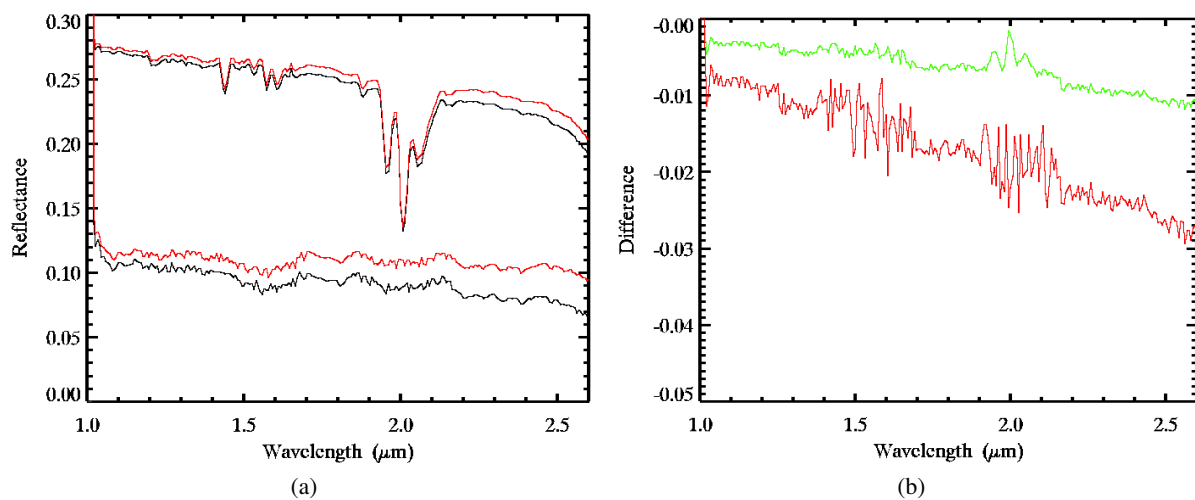
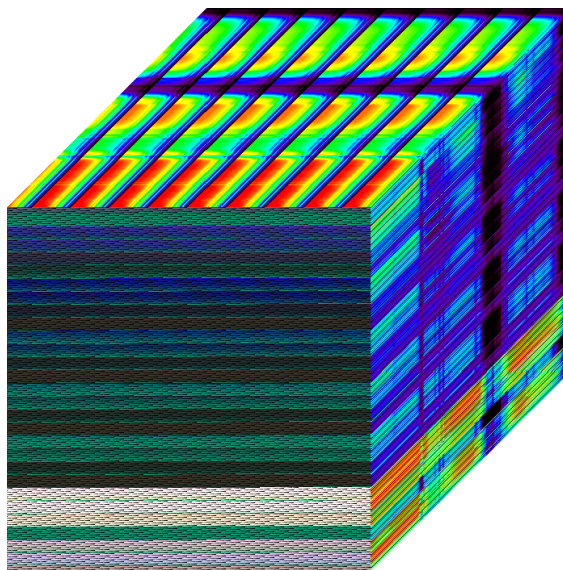


FIGURE 8.4 – Effets des pentes non prises en compte dans les corrections atmosphériques (Douté *et al.*, 2013). L'état de surface, et donc ces spectres sont supposés être identiques. (a) Spectres avant (en haut) et après (en bas) corrections atmosphériques. En noir : spectres avant et après les corrections issus d'une zone plate. En rouge : spectres avant et après corrections issus une zone en pente. Les deux spectres sont supposés être identiques (b) . Différences entre le spectre issu d'une zone plate et celui issu d'une zone en pente avant les corrections atmosphériques (courbe verte) et après (courbe rouge). On peut voir qu'entre zone plate ou non, il y a une différence de pente du spectre, et cette différence est accentuée par la correction atmosphérique. Ces différences ne sont pas renormalisées par rapport au niveau moyen de reflectance (les différences relatives sont donc encore plus importantes après corrections).



## Base de données synthétique



Exemple de base de donnée spectrale synthétique (LUT).

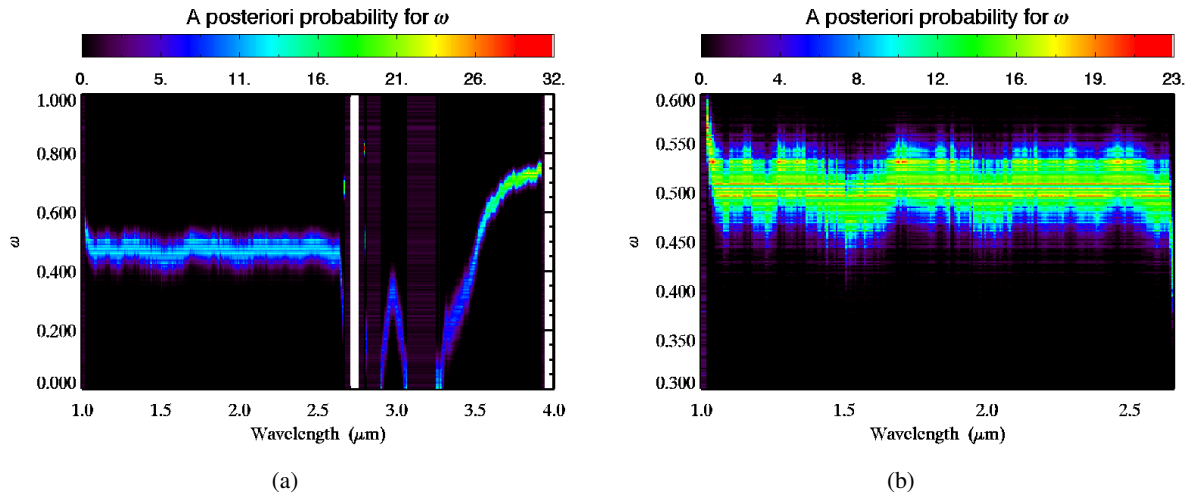


FIGURE 9.1 – Distribution des valeurs de l'albédo de diffusion simple  $\omega$ . (a) Représentation de la densité de valeurs de  $\omega$  dans les chaînes de Markov, la densité croissante du noir (nulle) vers le rouge (maximale). Les valeurs de  $\omega$  sont représentées en ordonnée, de 0 à 1, et les longueurs d'onde en abscisse, variant de  $1\mu m$  à  $4\mu m$ . Entre  $1\mu m$  et  $2.5\mu m$ , on trouve que la valeur de  $\omega$  est à peu près constante autour de 0.45. Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, elle n'est pas contrainte, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. (b) Zoom sur la partie d'intérêt située entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . On voit que la distribution des  $\omega$  admet souvent plusieurs maxima locaux. Les valeurs de ces maxima étant rapprochées, on néglige cet effet, et on prend comme valeur inversée de  $\omega$  la valeur moyenne de la chaîne de Markov associée.

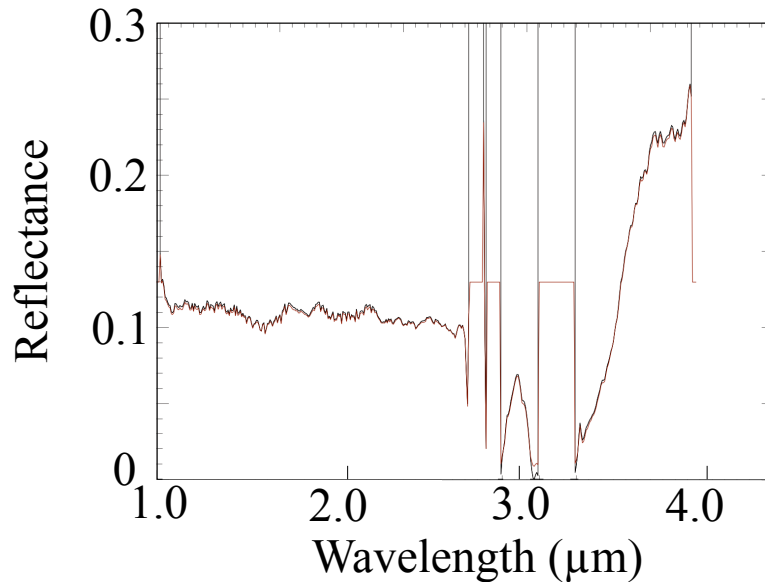


FIGURE 9.2 – Spectre en réflectance mesuré (en noir) et spectre simulé (en rouge). On voit qu'on arrive très bien à reproduire la mesure en utilisant les valeurs estimées par Vincendon (2013), c'est à dire  $\vartheta = 17$ ,  $c = 0.6$ ,  $b = 0.12$ ,  $B_0 = 1$  et  $h = 0.05$ , et les valeurs inversées pour  $\omega$ . Les discontinuités correspondent aux bandes d'absorption du  $CO_2$  atmosphérique. Dans ces intervalles spectraux, la valeur de  $\omega$  ne peut pas être déterminée, car le signal provenant du sol ne parvient pas jusqu'au satellite. On ne peut donc pas simuler un spectre pour ces longueurs d'ondes.

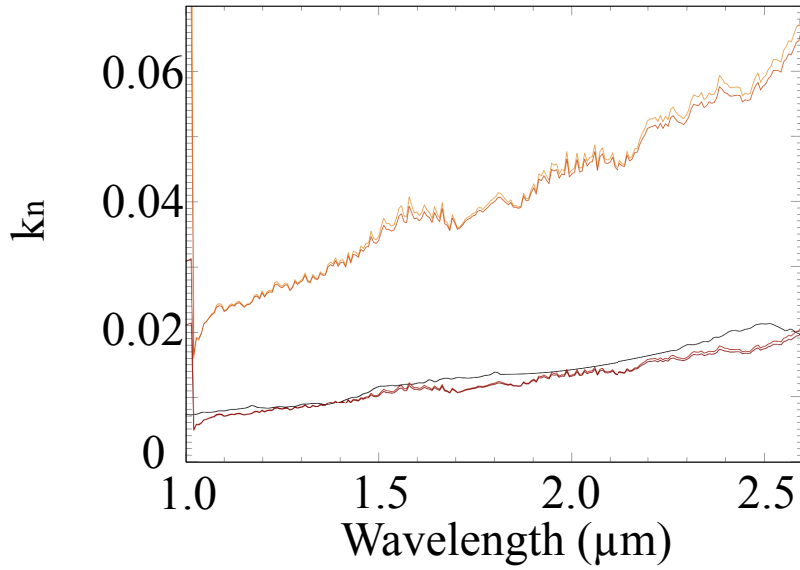


FIGURE 9.4 – Courbes représentant  $\langle k_n \rangle$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . En noir : courbe calculée à partir des données OMEGA (Douté *et al.*, 2007) en supposant une taille de grain de  $30\mu m$  et un indice optique réel de 1.3. Les autres courbes sont calculées à partir des données CRISM en supposant les tailles de grains et parties réelles de l'indice optique : ( $9\mu m$  ; 1.9), ( $9\mu m$  ; 1.3), ( $30\mu m$  ; 1.9), ( $30\mu m$  ; 1.3), de la courbe la plus claire à la plus sombre. La valeur de la partie réelle de l'indice optique influence peu celle de la partie imaginaire. En revanche, la taille de grains a une grande influence, notamment sur la valeur de la pente  $k_n(\lambda)$ . Il y a un bon accord avec les données OMEGA d'une étude indépendante sur une autre zone de Mars (Douté *et al.*, 2007).

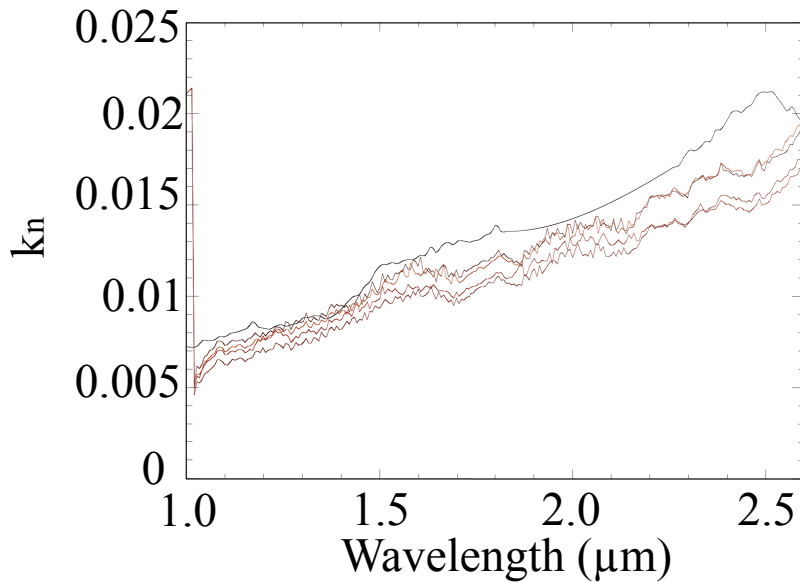


FIGURE 9.5 – Courbes représentant  $k_n$  en fonction de la longueur d'onde, entre  $1\mu m$  et  $2.6\mu m$ . Comparaison des indices imaginaires calculés pour quatre différentes zones supposées plates (courbes rouges) en considérant une taille de grains de  $30\mu m$  et un indice optique de 1.3, avec la référence calculée à partir de données OMEGA (en noir).

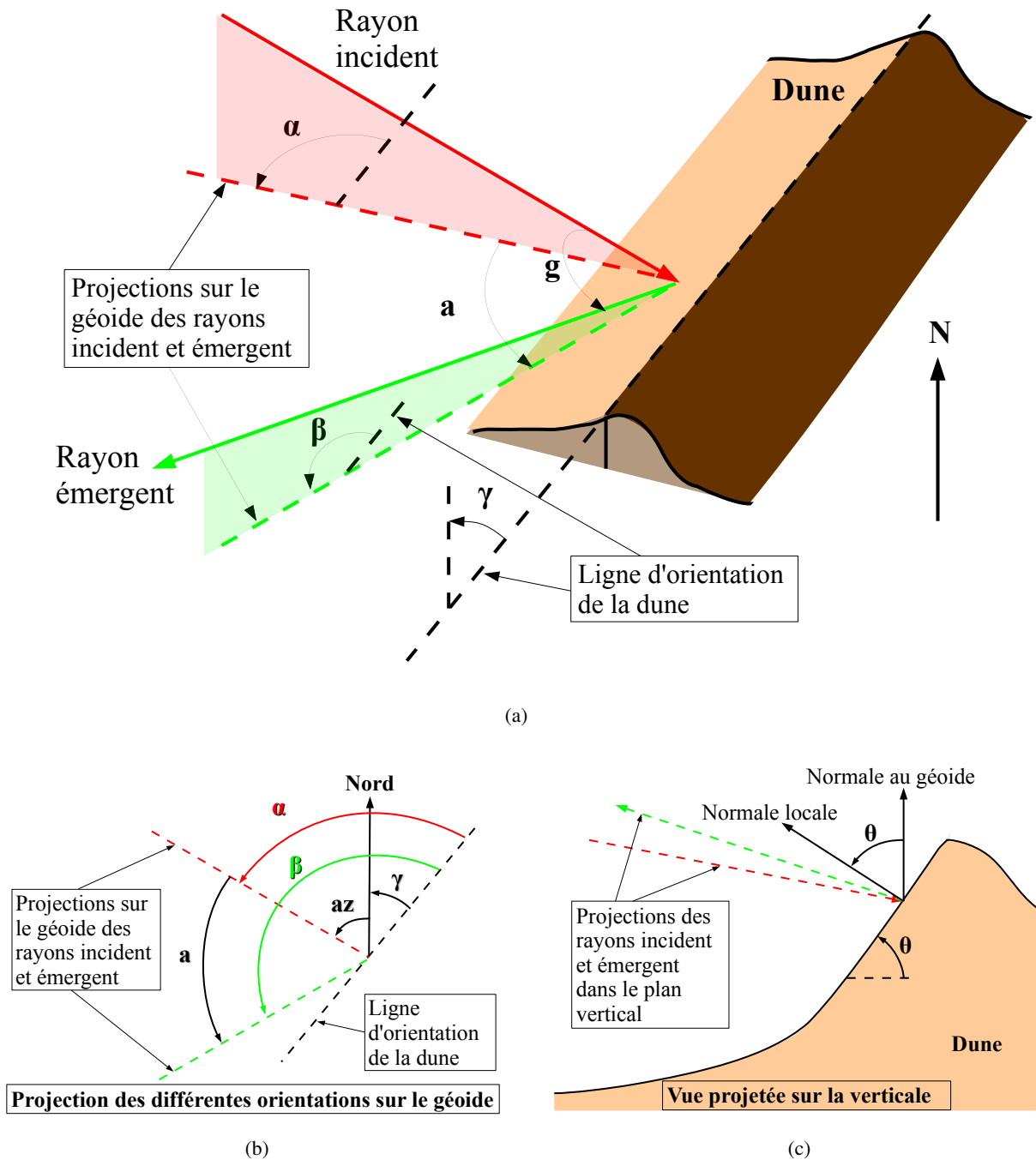


FIGURE 9.6 – Schémas illustrant les différents angles dont il est question.  $\alpha$  est l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon incident,  $\beta$  l'azimut relatif entre l'orientation de la dune et le rayon émergent,  $a$  et l'azimut relatif entre les rayons incident et émergent,  $\sigma$  est l'angle de phase,  $\gamma$  est l'angle définissant l'orientation de la dune par rapport au nord,  $az$  est l'azimut sub-solaire par rapport au nord, et  $\theta$  est l'angle de la pente locale par rapport à l'horizontale définie par le géoïde. (a) Représentation 3D. (b) Représentation 2D dans le plan (local) du géoïde des différentes orientations. (c) Vue en coupe verticale de la dune ; la verticale est définie par rapport au géoïde. Les angles d'incidences et d'émergences  $i$ ,  $i_r$ ,  $e$  et  $e_r$  ne sont pas représentés pour ne pas compliquer les figures, mais  $i$  et  $e$  sont définis par rapport au géoïde, et sont les données fournies par le satellite, et  $i_r$  et  $e_r$  sont définis par rapport à la normale locale, et sont les angles que l'on souhaite calculer.

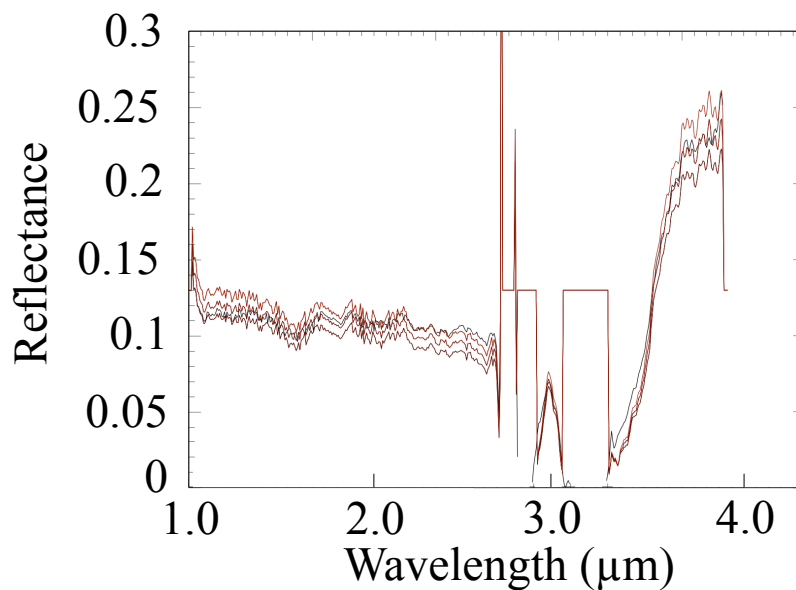


FIGURE 9.7 – Spectres en réflectance pour tester l’effet de pente et des corrections atmosphériques. (a) Le rouge serait le spectre mesuré en pente, en supposant une pente de  $25^\circ$ . La différence de pente spectrale est bien visible. Le spectre noir est corrigé des aérosols et gaz sur une zone plate (idem que Figure 9.2). Les courbes rouges sont issues des inversions des  $\omega$  d’après des observations en pente corrigées de l’atmosphère, re-générées dans les conditions de zone plate, en supposant une pente de  $10^\circ$ ,  $25^\circ$  et  $35^\circ$ , de la plus foncée à la plus claire. On voit que l’on ne peut pas conclure sur la justesse ou non de l’hypothèse sur la valeur de l’angle de la pente. En effet, le changement de l’angle de la pente, dans le cadre de nos hypothèses, ne change que le niveau d’un spectre en réflectance, et non la valeur de sa pente.

$\omega$  inversé des spectres en réflectance dans les géométries souhaitées. Finalement, nous pouvons comparer ces spectres calculés au spectre mesuré dans la zone en pente. Le spectre calculé qui correspondra le mieux à celui mesuré sera celui pour lequel la supposition sur la valeur de pente sera la meilleure. On peut aussi faire différentes inversions de  $\omega$  pour la zone en pente en supposant différentes valeurs de pente, et re-générer à chaque fois un spectre en réflectance dans les conditions de la mesure effectuée sur la zone plate. Les deux méthodes sont équivalentes, et nous avons utilisé les deux.

### Incertitudes associées aux corrections atmosphériques

Nous espérons que le biais de correction atmosphérique lié à la pente du sol (voir Figures 8.4 et 9.7) serait négligeable devant les effets photométriques, mais finalement, les deux variations sont du même ordre de grandeur. Ceci nous empêche de déterminer des valeurs de pente en utilisant cette méthode, comme on peut le voir Figures 8.4 et 9.7.

On ne peut donc pas remonter à la valeur de la pente en déterminant des propriétés photométriques sur une surface plane, et en simulant ce que l’on obtiendrait avec une pente, pour essayer de retrouver par simulation les spectres mesurés en pente. Les incertitudes de pente dues à la correction atmosphériques sont telles qu’elles sont du même ordre de grandeur que les effets de pentes.

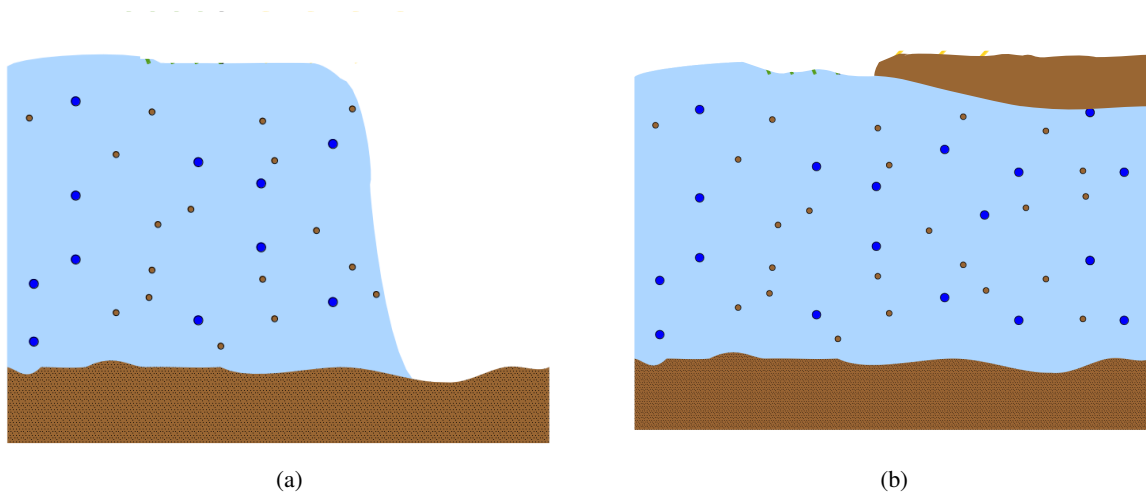


FIGURE 9.8 – Possibilité de mélange géographique sub-pixel : (a) zone complètement dégelées et zones contenant encore une couche de glace, (b) couche optiquement épaisse de poussière recouvrant la couche de glace. Ces deux situations sont indifférentiables pour le modèle.

Un dernier élément doit être pris en compte : la possibilité d'un mélange géographique sub-pixel. En effet, à la résolution spatiale de l'instrument CRISM, d'environ 20m par pixel, il est possible qu'au cours du printemps, on observe au sein d'un même pixel un mélange de zones contenant encore une couche de glace et de zones complètement dégelées. Il est aussi possible que suite à des éjections, une couche de poussières optiquement épaisse recouvre la couche de glace localement (voir Figure 9.8). Ces deux possibilités sont décrites exactement de la même manière, en considérant un mélange linéaire (voir section 4.2) entre une surface décrite par le modèle de transfert radiatif (Andrieu *et al.*, 2015b), et une surface constituée uniquement de régolite.

Pour prendre en compte cette possibilité lors de l'inversion, la LUT est élargie, en calculant le mélange avec un spectre de poussière martienne à la géométrie de l'inversion, et pour les différentes proportions surfaciques souhaitées. Dans le cadre de cette étude, nous avons échantillonné 11 valeurs de proportions surfaciques de mélange linéaire avec de la poussière, variant de 0% à 100% par pas de 10%. La LUT comparée aux données lors de l'inversion est donc en réalité 11 fois plus volumineuse que celle décrite précédemment, et contient donc un total de 109331904 spectres, correspondant à 2277748 configurations de surface différentes.

# Chapitre 10

## Inversion de données de spectro-imagerie



Vue de la calotte résiduelle nord de Mars prise le 17 mai 2010 par la caméra HRSC embarquée à bord de Mars Express, au moment du solstice d'été boréal (Crédit : ESA/DLR/FU Berlin).



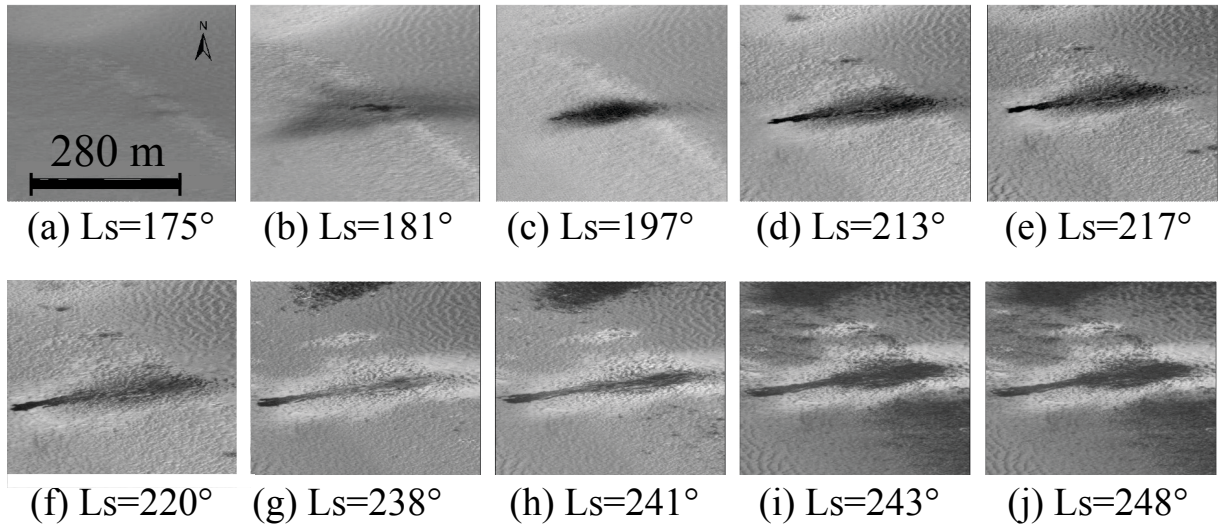


FIGURE 10.2 – Évolution d’une tache sombre située sur une crête de dune, dans le cratère de Richardson. Série temporelle HiRISE. La tache sombre apparaît entre  $L_S = 175^\circ$  et  $L_S = 181^\circ$ . À  $L_S = 213^\circ$ , on remarque qu’un écoulement émanant du centre de la tache sombre est apparu. Il est à noter que la première donnée exploitable CRISM est à  $L_S = 181.5^\circ$ . Le centre de cette tache sombre a fait l’objet d’une étude détaillée, et sera appelé « point TC » par la suite.

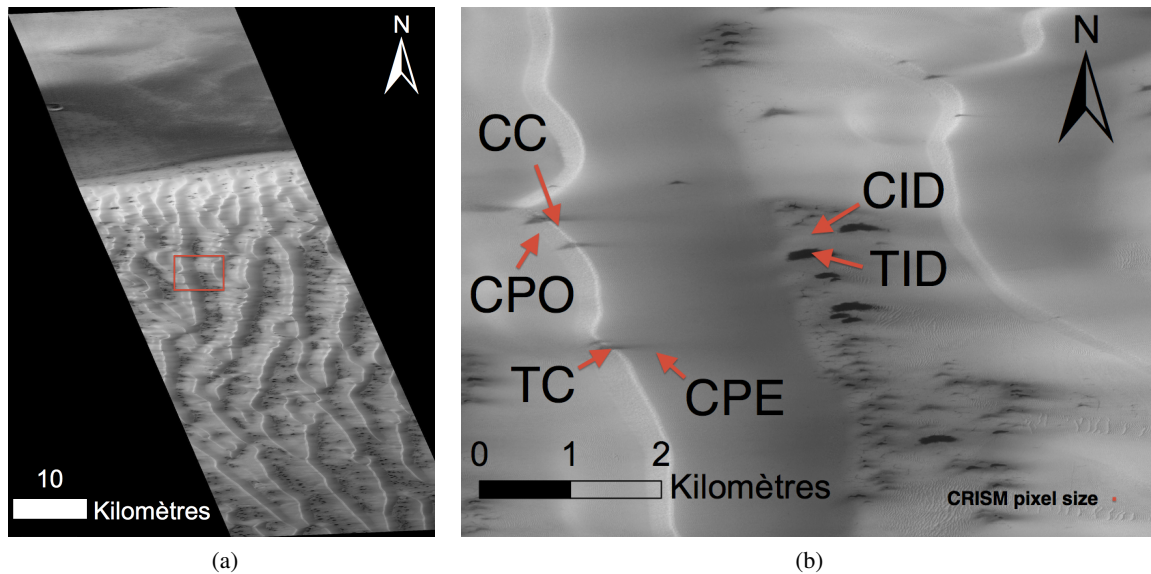


FIGURE 10.3 – Contexte géographique pour les six lieux étudiés. (a) Image HiRISE PSP\_002542\_1080\_RED dans son ensemble, pour  $L_S = 181.5^\circ$ . (b) Zoom dans le rectangle rouge de la figure (a). Les différents points étudiés sont repérés par des flèches. CC : *Contrôle, Crête* ; CPE : *Contrôle, Pente Est* ; CPO : *Contrôle, Pente Ouest* ; CID : *Contrôle, Inter-Dune* ; TC : *Tache, Crête* ; TID : *Tache, Inter-Dune* (cf tableau 10.1). Le carré rouge en bas à droite représente la taille d’un pixel CRISM.



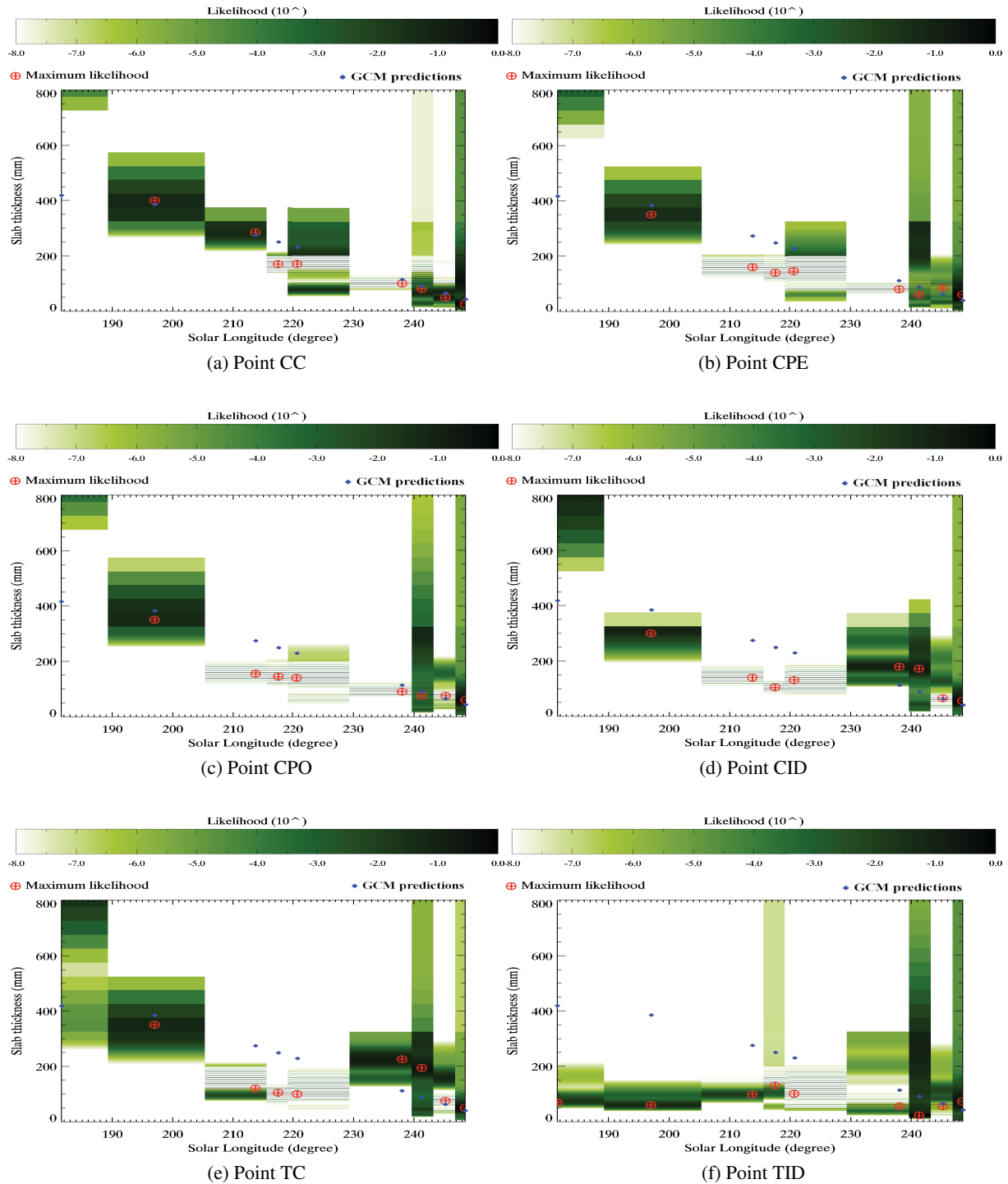


FIGURE 10.8 – Variations de l'épaisseur en fonction de  $L_S$  pour 4 points de contrôle, (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO), (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les niveaux de vert représentent la densité de probabilité marginale *a posteriori* pour l'épaisseur en échelle logarithmique, et les croix rouges désignent la valeur au maximum de vraisemblance. À titre de comparaison, l'évolution de l'épaisseur de glace de  $\text{CO}_2$  en surface prédite par les modèles de climat (Millour *et al.*, 2014 ©LMD/OU/IAA/ESA/CNES), en considérant une masse volumique classique  $\rho = 1606 \text{ kg m}^{-3}$  (Kieffer, 2007) pour la glace est représentée en bleu.

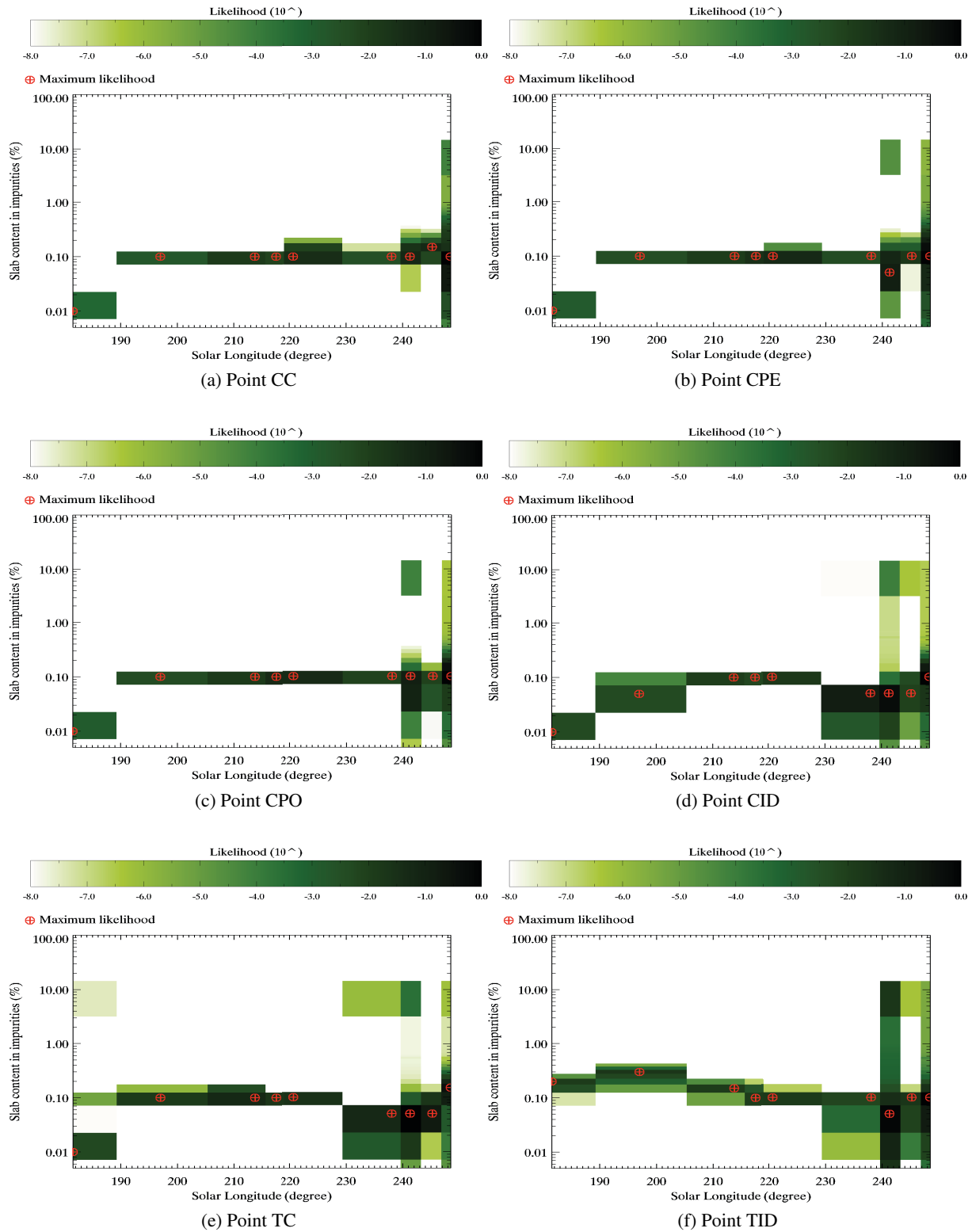


FIGURE 10.9 – Variations du contenu volumique total en impuretés pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

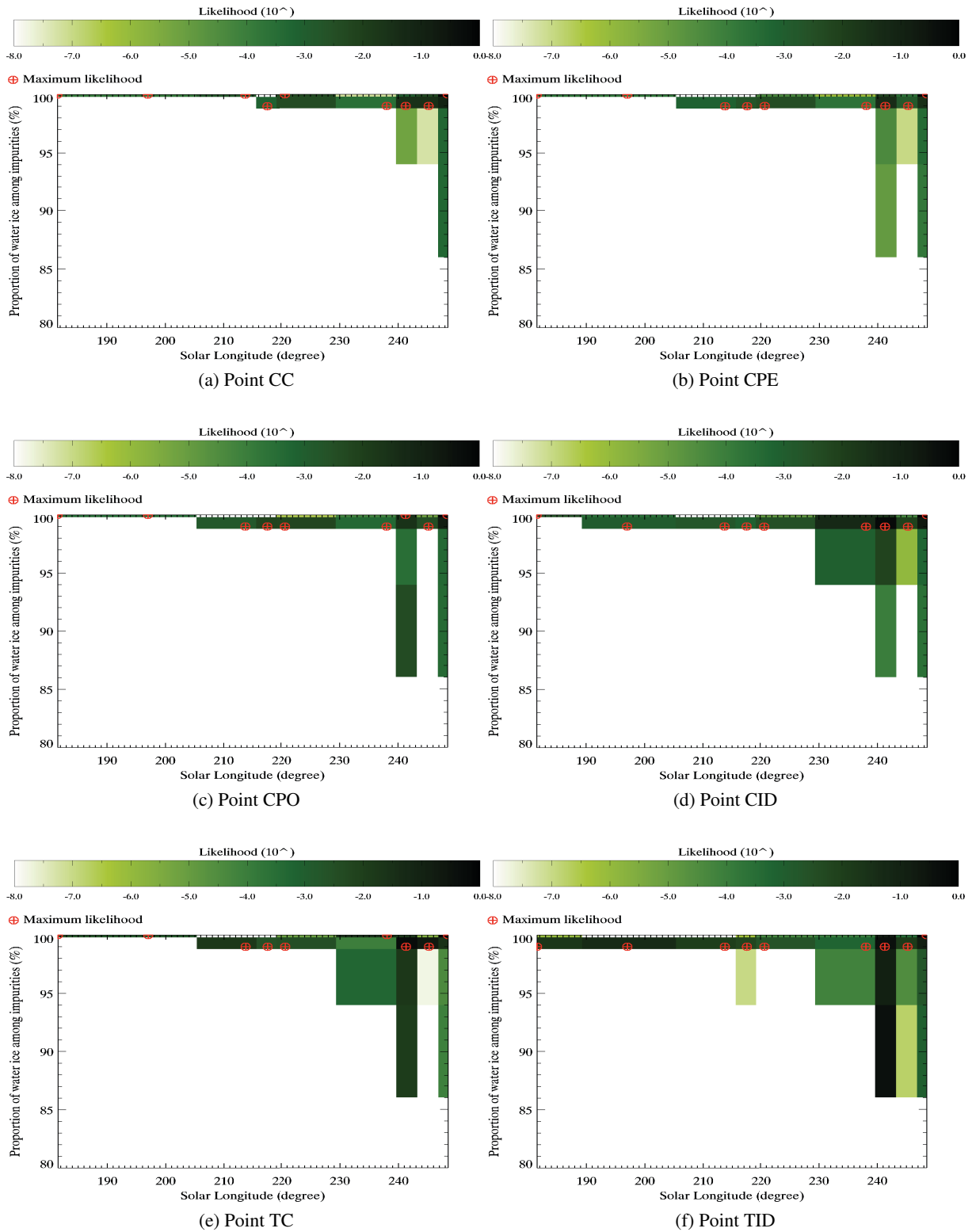


FIGURE 10.10 – Variations de la proportion de glace d’eau respectivement à la poussière pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l’inter-dune (CID) et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l’inter-dune (TID) . Les nuances de vert et les croix rouges s’interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

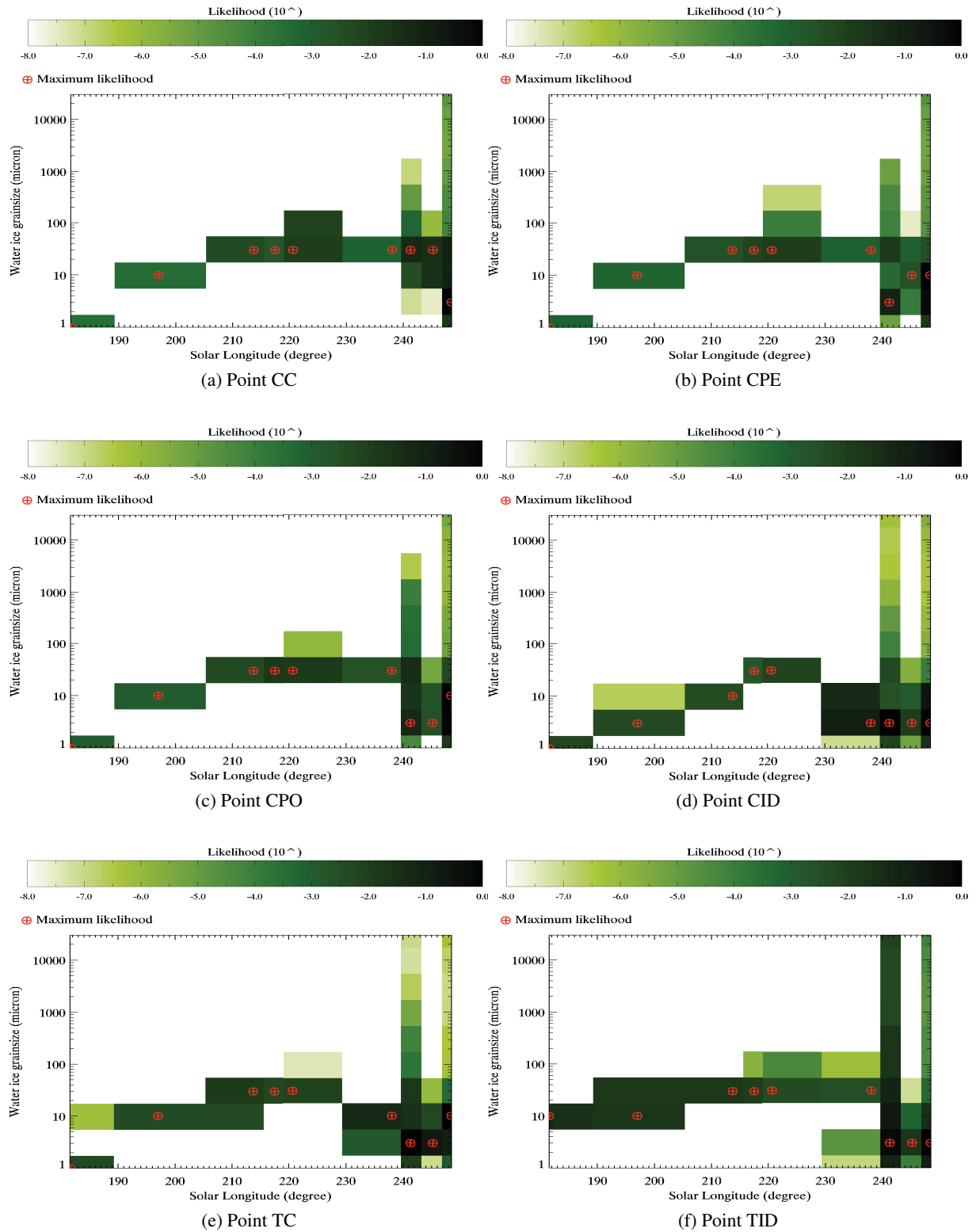


FIGURE 10.11 – Variations de la taille de grains de la glace d’eau pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l’inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l’inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s’interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

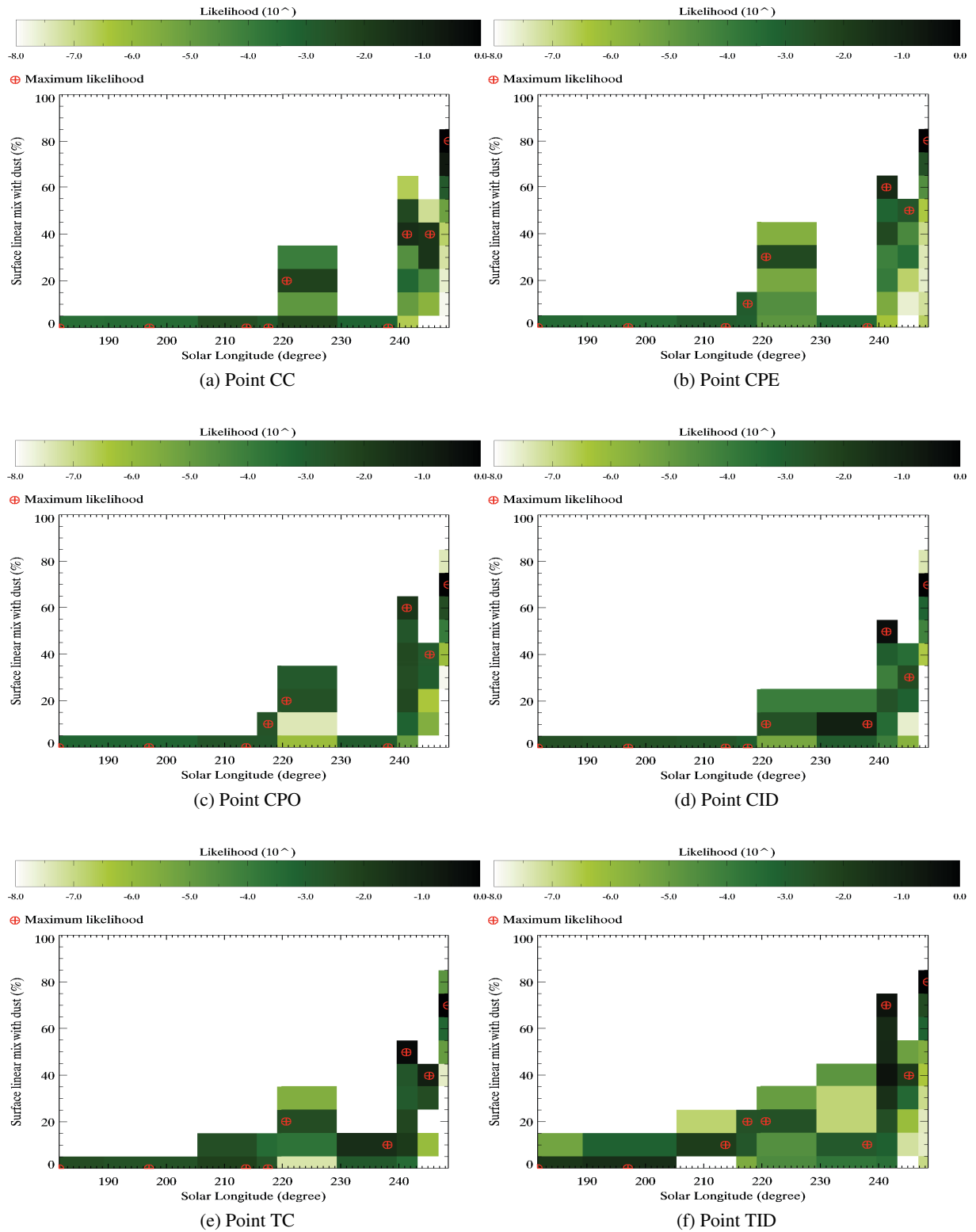


FIGURE 10.12 – Variations de la proportion surfacique de poussières en mélange géographique pour 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8.

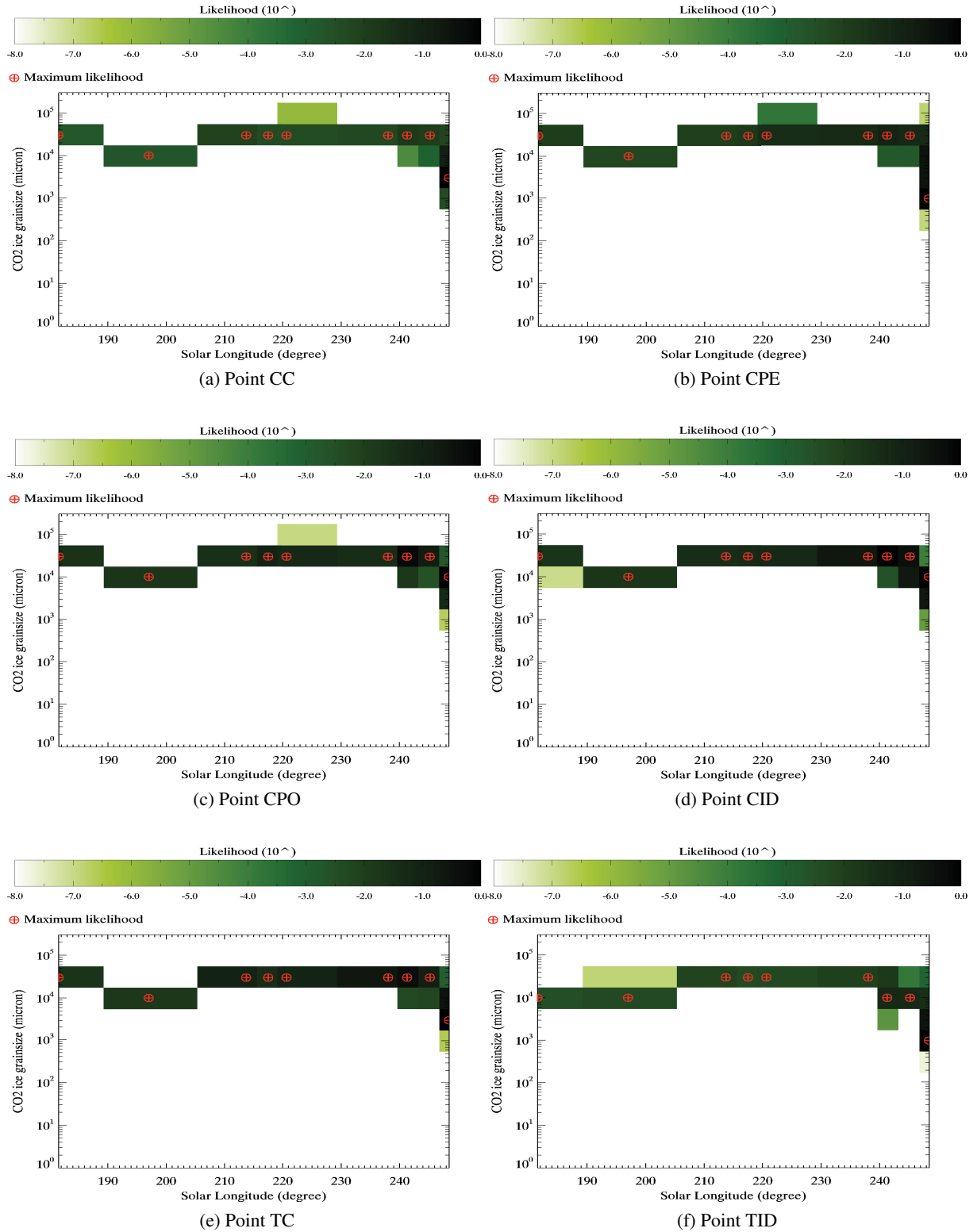
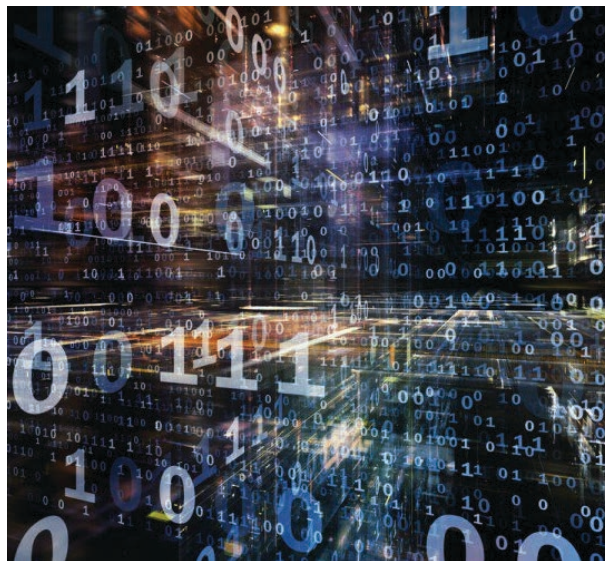


FIGURE 10.13 – Variations de la taille de grains de la glace de CO<sub>2</sub> estimée en utilisant un modèle de glace granulaire (Douté & Schmitt, 1998), pour les 4 points de contrôle (a) sur la crête (CC), (b) dans la pente est (CPE), (c) dans la pente ouest (CPO) et (d) dans l'inter-dune (CID), et pour les 2 points dans des taches sombres : (e) sur une crête (TC) et (f) dans l'inter-dune (TID). Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8 Les nuances de vert et les croix rouges s'interprètent de la même manière que sur la figure 10.8

## Annexe 1 : Résolution numérique du transfert radiatif



Une vue d'artiste d'environnement digital. Crédit : Andrew Ostrovsky/Shutterstock

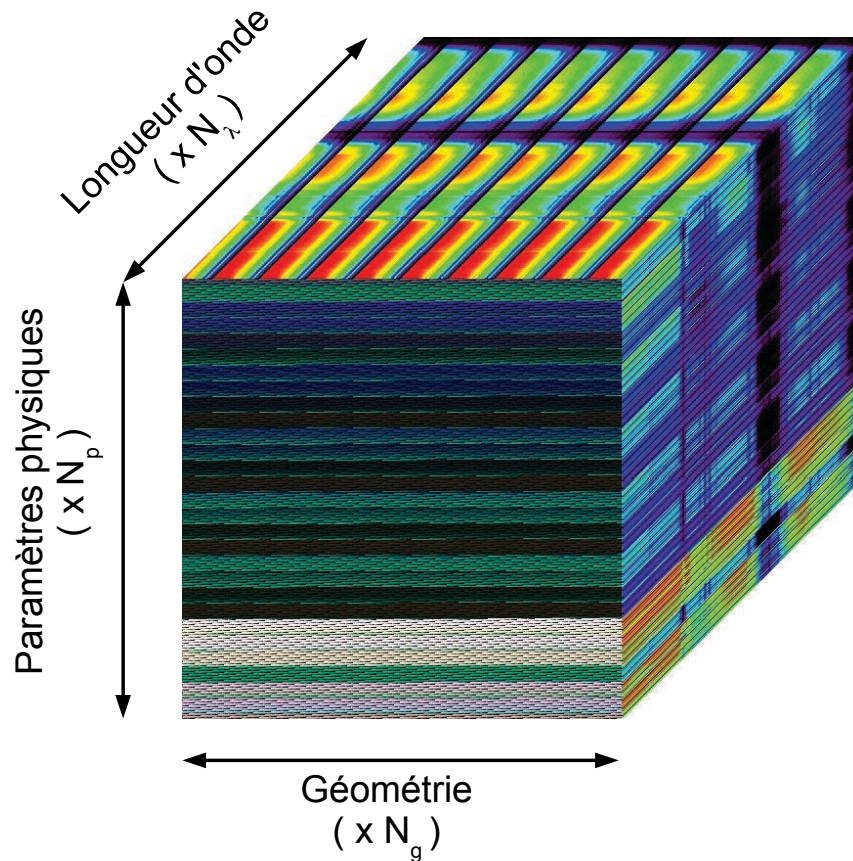


FIGURE 10.16 – Exemple de LUT (*Look-Up Tables* en anglais). La structure d'une LUT a trois dimensions, telles qu'elles sont créées par le programme informatique : une dimension géométrique de taille  $N_{geom}$ , une dimension spectrale de taille  $N_\lambda$  et une dimension de variation des paramètres physiques de la surface de taille  $N_p$ . Chacun des points de ce cube représente une réflectance pour une surface donnée, à une longueur d'onde donnée, et pour des conditions d'éclairement et de visée fixées.

physiques de la surface, comme illustré sur la Figure 10.16. La dimension géométrique comprend les variations d'incidence, d'émergence et d'azimut, c'est-à-dire les variations des directions d'illumination et de visée. La dimension spectrale comprend les variations de la longueur d'onde considérée : c'est avec elles que vont varier les constantes optiques des différents éléments composant la surface. La dimension correspondant aux paramètres physiques de la surface comprend les variations de rugosité, d'épaisseur de la lame de glace, et de proportions et tailles de grain des différentes impuretés.

Dans le but d'optimiser la vitesse de calcul d'une LUT, les boucles ont été imbriquées dans un ordre optimisé. Comme on peut le voir sur la Figure 10.17, la boucle la plus rapide est celle faisant varier les paramètres d'illumination et de visée. En effet, compte tenu des hypothèses formulées dans le modèle, de nombreux paramètres seront indépendants des conditions géométriques, et notamment des conditions de visée. On a donc aussi pris soin de classer les jeux de paramètres géométriques en faisant varier l'incidence le plus lentement. Par exemple, les termes décrivant le transfert radiatif dans le milieu (albédo de diffusion simple  $\omega$ , épaisseur optique  $\tau$ , voir respectivement Eqs. 5.53 et 5.51) dépendent des propriétés physique de la surface (épaisseur, densité/taille des inclusions), et de la longueur d'onde (par les indices optiques), mais pas de la géométrie. Il est donc souhaitable de garder ces valeurs en mémoire plutôt que de refaire le même calcul pour chaque géométrie.



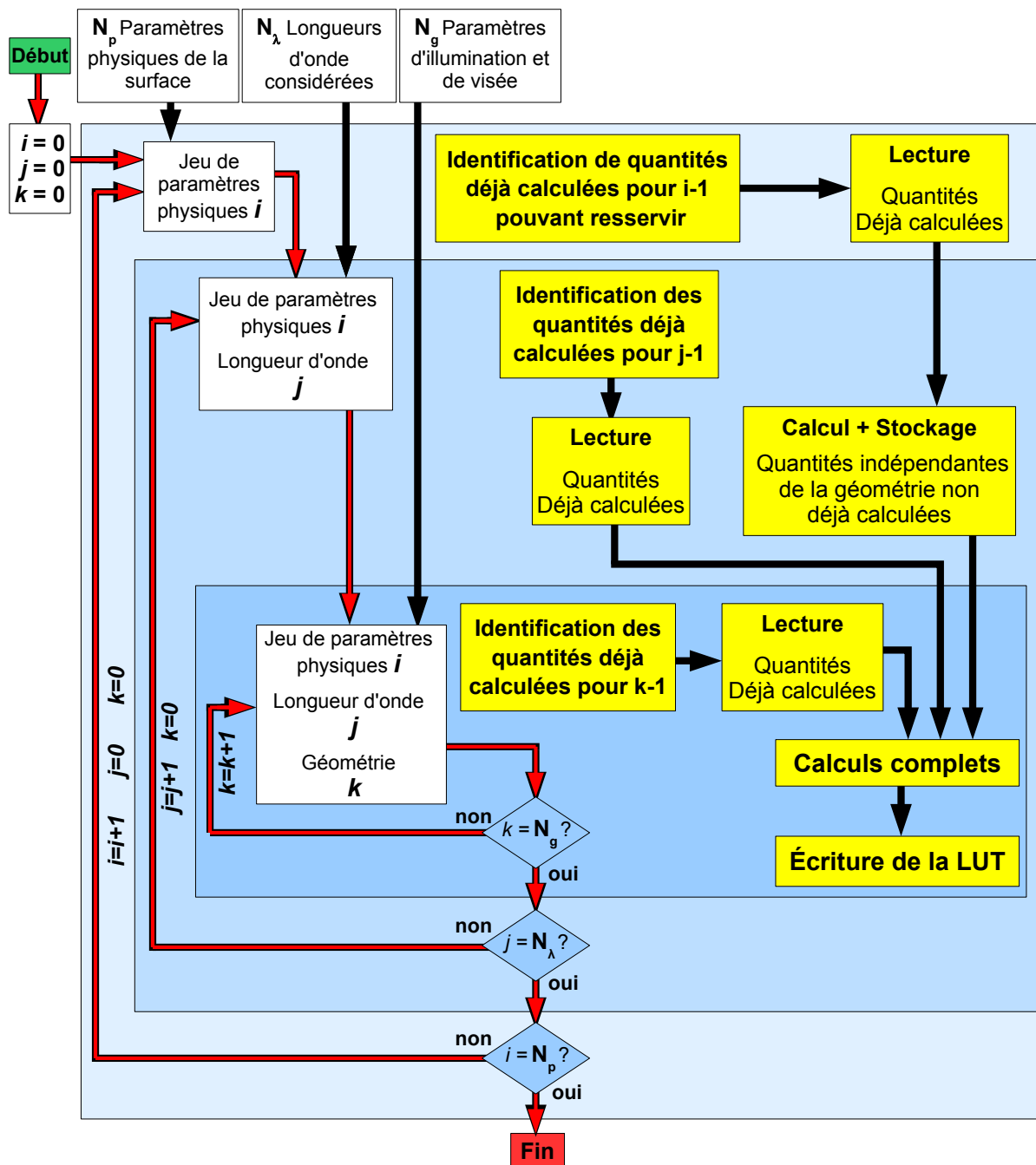


FIGURE 10.17 – Représentation de l’imbrication des différentes boucles structurant le programme. Chaque boucle représente une dimension de la base de donnée en cours de création. La boucle la plus rapide est celle concernant les conditions d’illumination et de visée, puis vient la boucle sur les longueurs d’ondes échantillonnées, et enfin celle faisant varier les paramètres physiques du problème. Pour chacune des itérations des différentes boucles, les tâches effectuées par le programme sont indiquées en jaune dans la boucle correspondante. Les flèches rouges indiquent l’enchaînement chronologique des étapes de calcul, et donc soulignent l’imbrication des boucles. Le reste des flèches sert à indiquer les différentes dépendances possible d’une tâche par rapport aux autres.

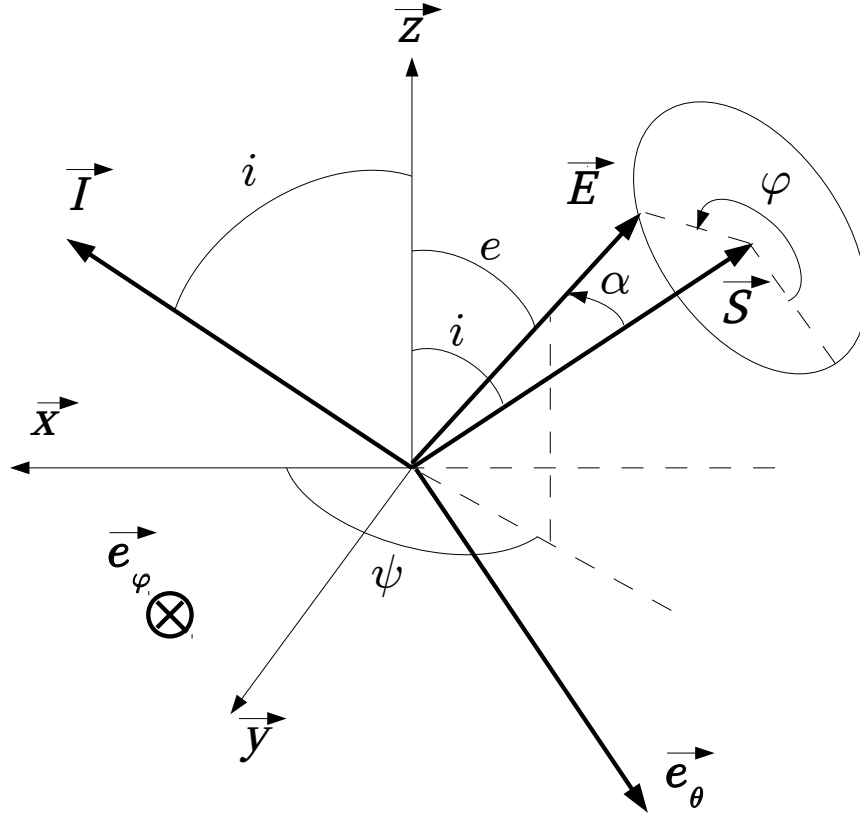


FIGURE 10.19 – Illustration des repères et vecteurs en jeu :  $\vec{I}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{S}$  correspondent respectivement aux vecteurs incident, émergent, et à la direction spéculaire par rapport à une surface horizontale.  $i$ ,  $e$  et  $\psi$  correspondent donc respectivement aux angle d'incidence, d'émergence et d'azimut dans le repère du pixel  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ .  $\alpha$  est l'angle formé entre le vecteur émergent et la direction de réflexion spéculaire.  $\varphi$  est l'angle entre les plans  $(\vec{E}, \vec{S})$  et  $(\vec{x}, \vec{z})$ . Il est à noter que  $\vec{I}$  et  $\vec{S}$  appartiennent au plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ . Le vecteur émergent peut donc être décrit par deux jeux de variables :  $(i, e, \psi)$  ou  $(i, \alpha, \varphi)$ .

$(\alpha, \varphi)$  en  $(\vartheta, \zeta)$ . Il est important de bien distinguer ici  $\alpha$  et  $\alpha'$  qui sont deux variables différentes :  $\alpha$  désigne la coordonnée dans le repère  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ , et  $\alpha'$  désigne l'angle de phase.

Des calculs semblables sont effectués pour la détermination des termes  $|\det J_{g_e}(i, \psi)|$  et  $|\det J_{g_i}(e, \psi)|$  nécessaires à l'estimation de  $R_{spec}$  (voir Eqs. 5.24 et 5.25).

#### 10.8.4.1 $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ et $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$

La figure 10.19 illustre les deux systèmes de coordonnées utilisés. Le vecteur émergent peut être repéré par les angles  $(e, \psi)$  définis par rapport aux axes du repère local  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ , ou par les angles  $(\alpha, \varphi)$  définis par rapport au repère spéculaire  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi, \vec{S})$ . On considère ici que l'incidence  $i$  du rayonnement incident

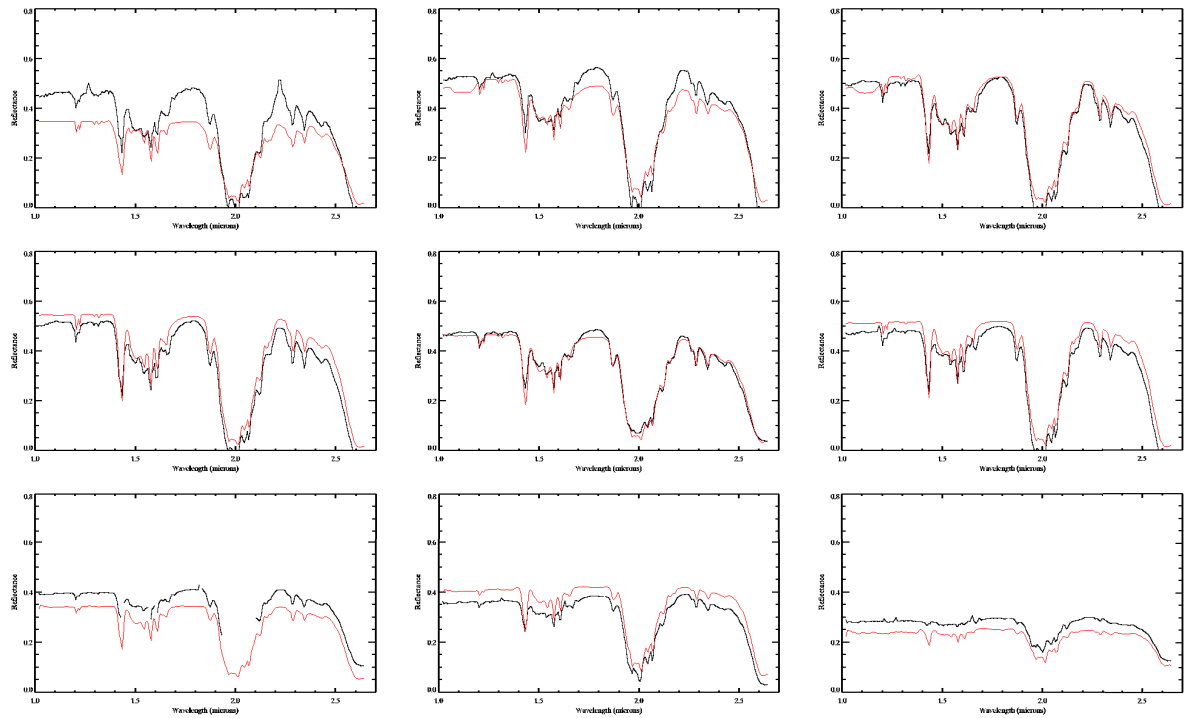


FIGURE 10.20 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6.

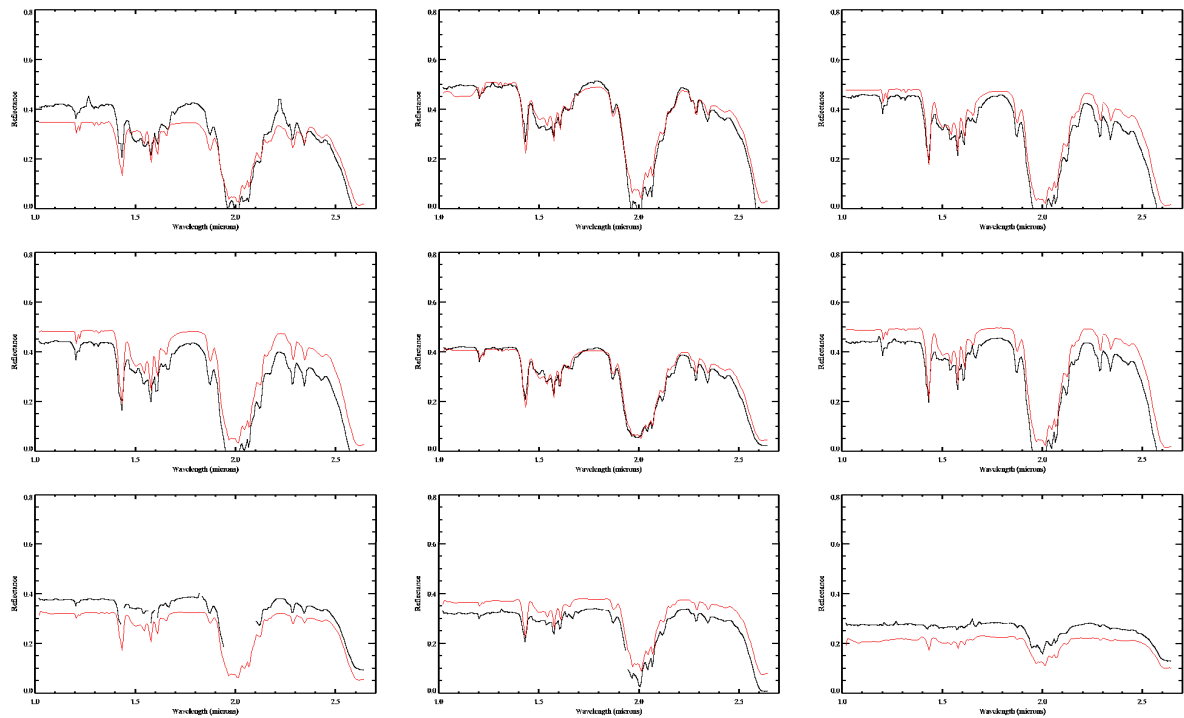


FIGURE 10.21 – Idem que la figure 10.20 pour le point CPE.

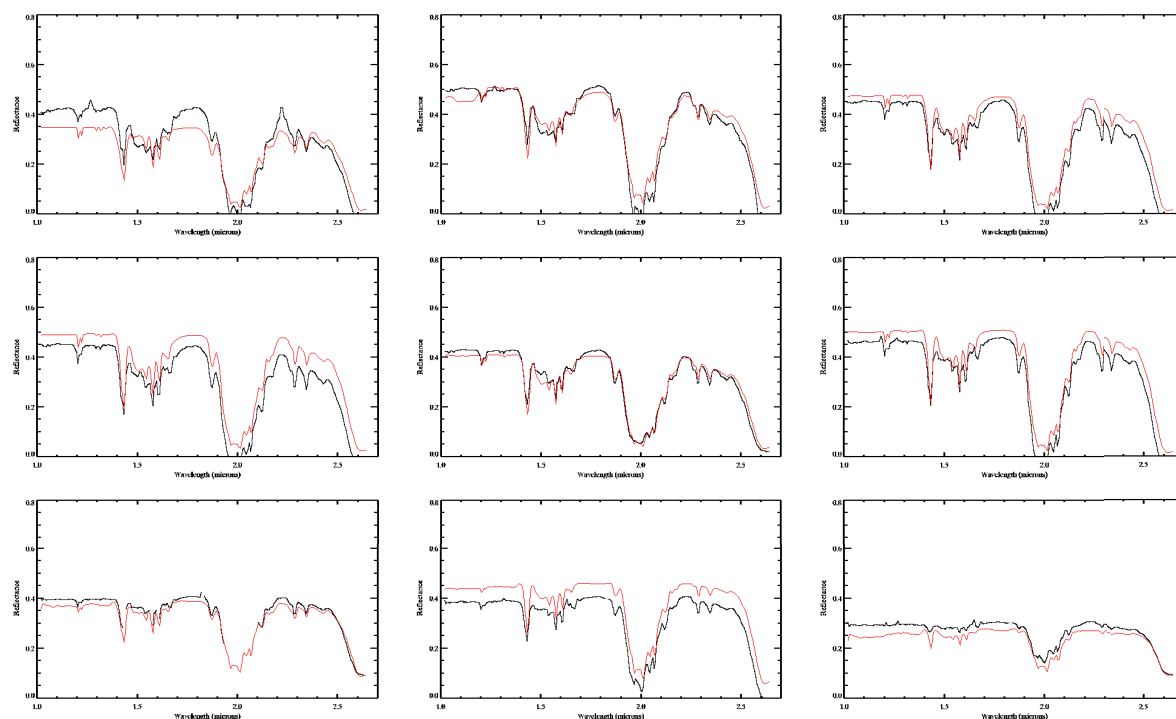


FIGURE 10.22 – Idem que la figure 10.20 pour le point CPO.

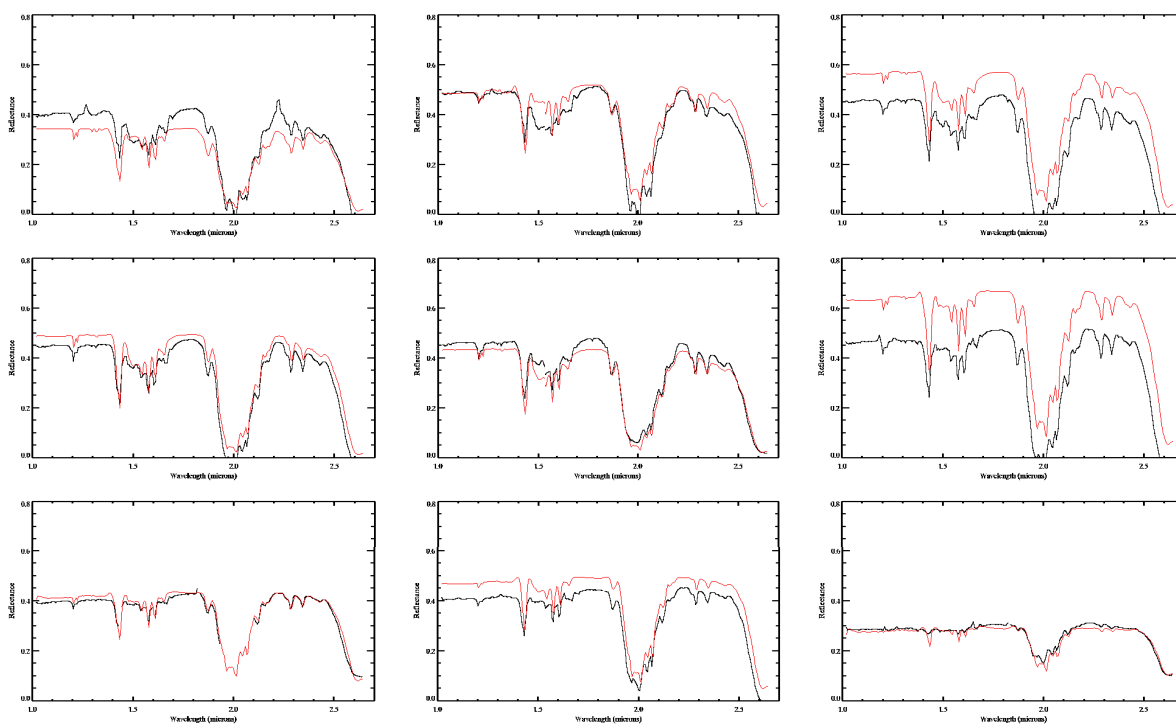


FIGURE 10.23 – Idem que la figure 10.20 pour le point CID.

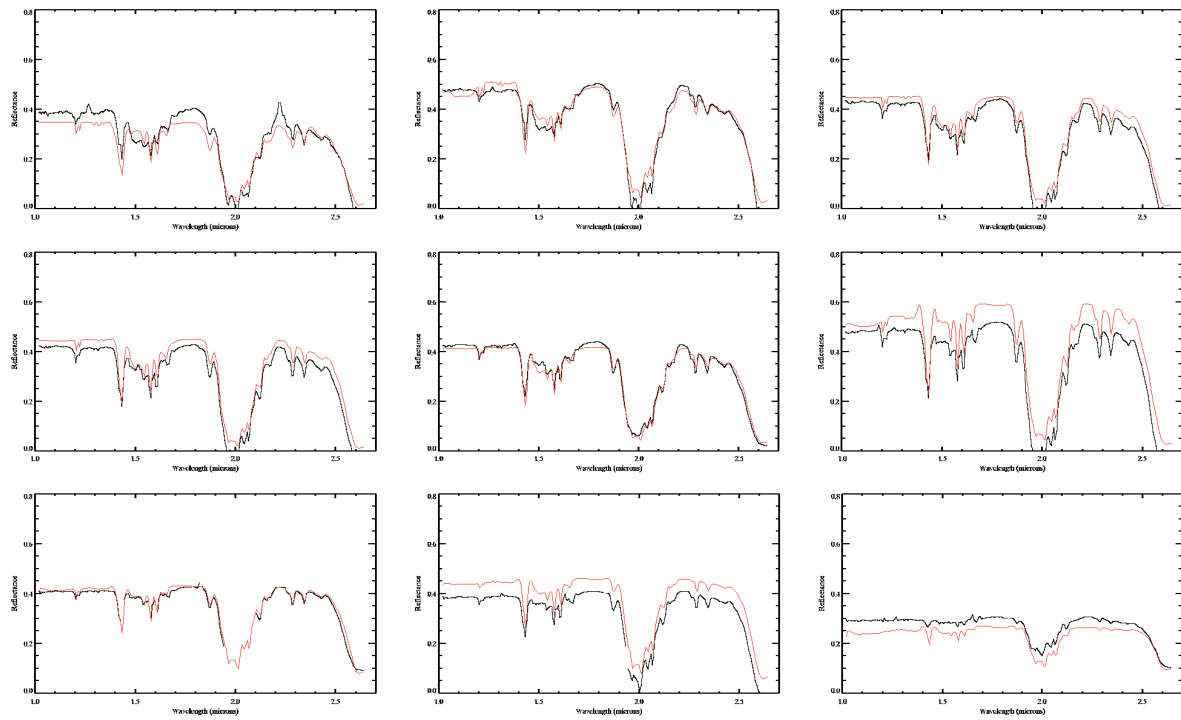


FIGURE 10.24 – Idem que la figure 10.20 pour le point TC.

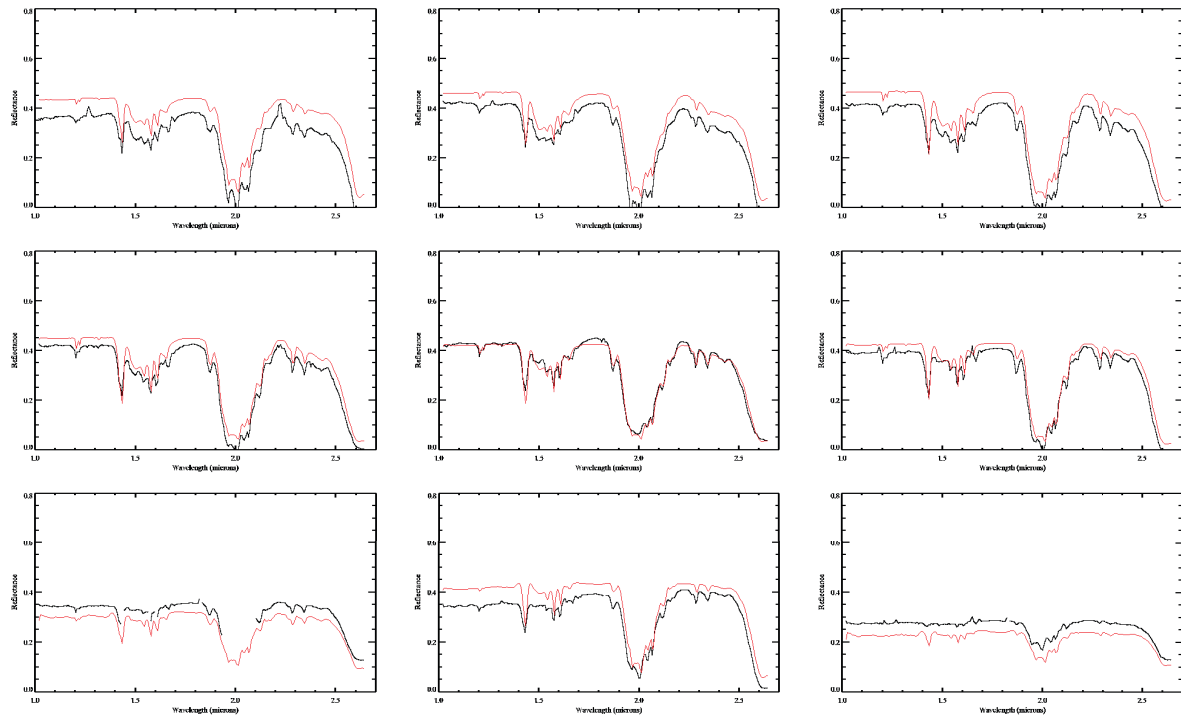


FIGURE 10.25 – Idem que la figure 10.20 pour le point TID.

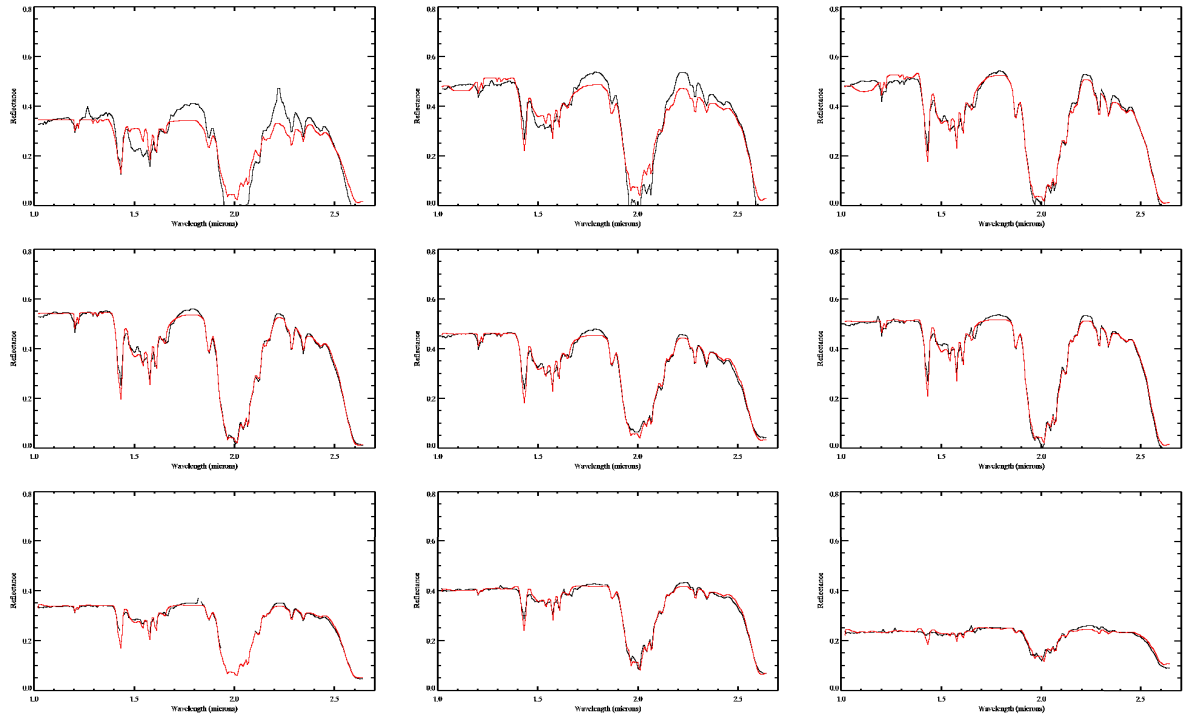


FIGURE 10.26 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4.

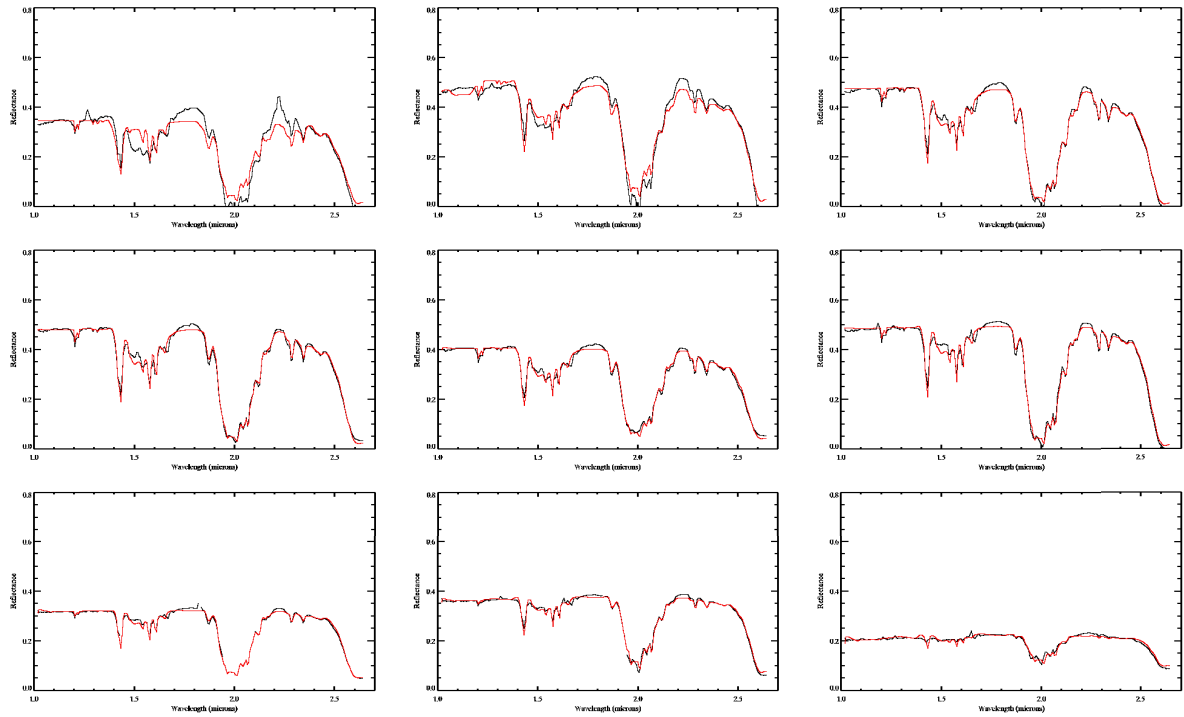


FIGURE 10.27 – Idem que la figure 10.26 pour le point CPE.

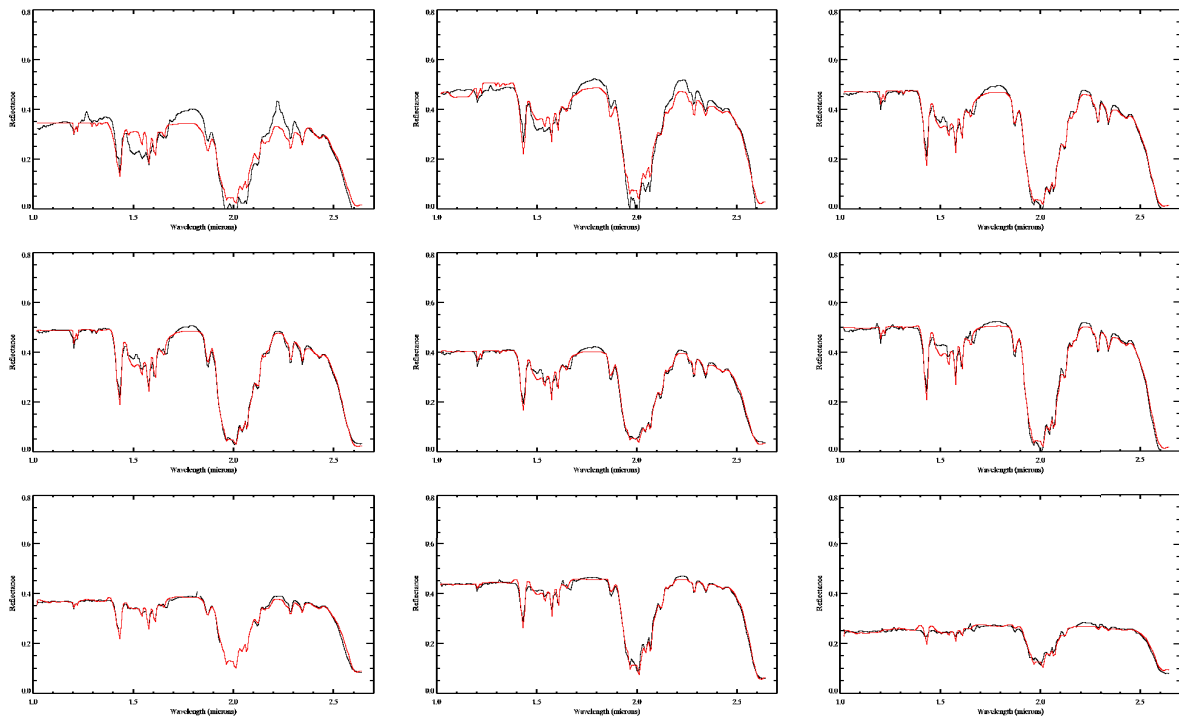


FIGURE 10.28 – Idem que la figure 10.26 pour le point CPO.

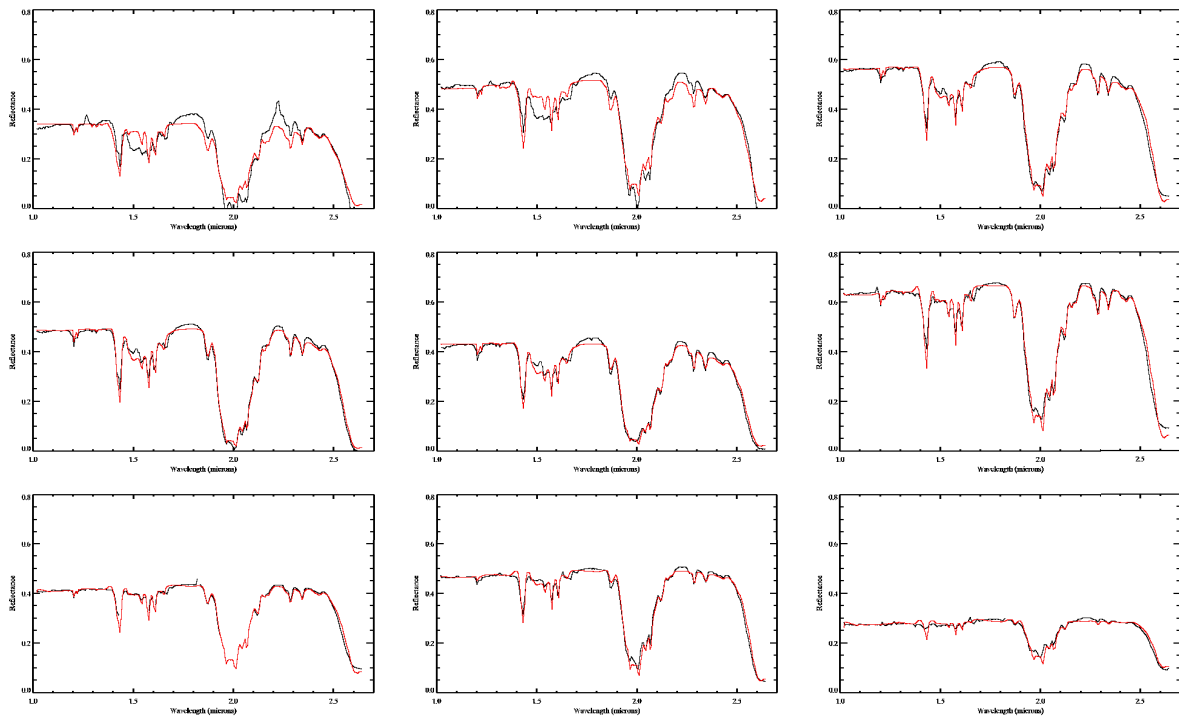


FIGURE 10.29 – Idem que la figure 10.26 pour le point CID.

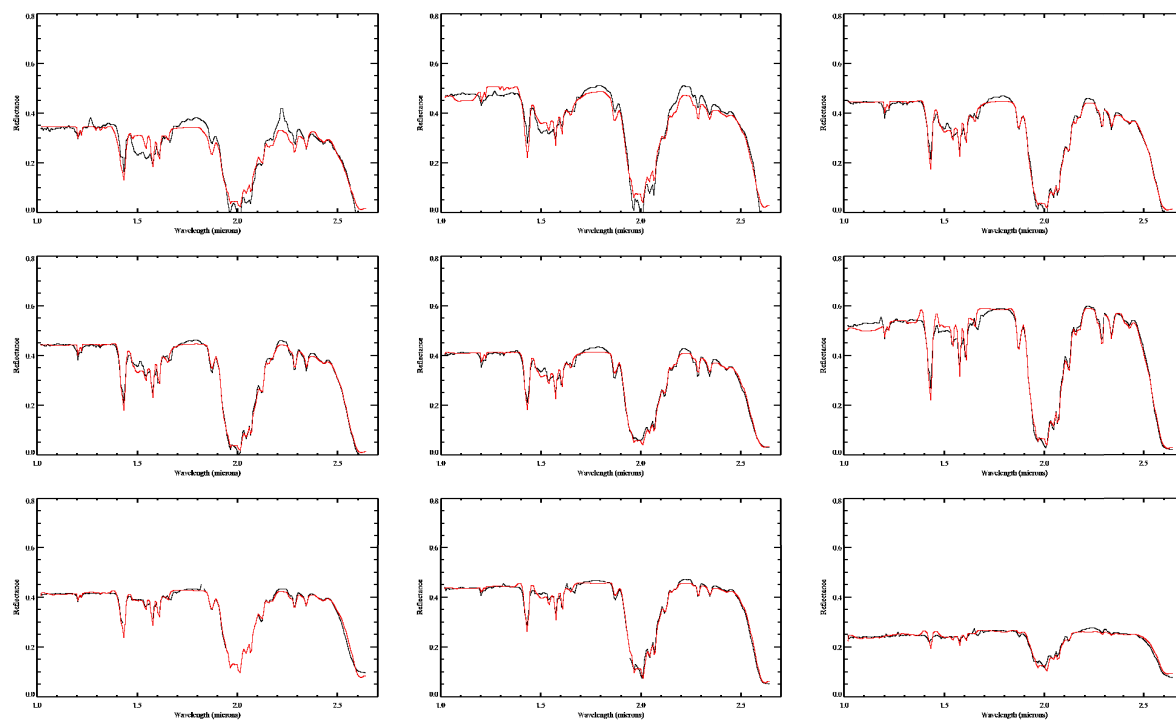


FIGURE 10.30 – Idem que la figure 10.26 pour le point TC.

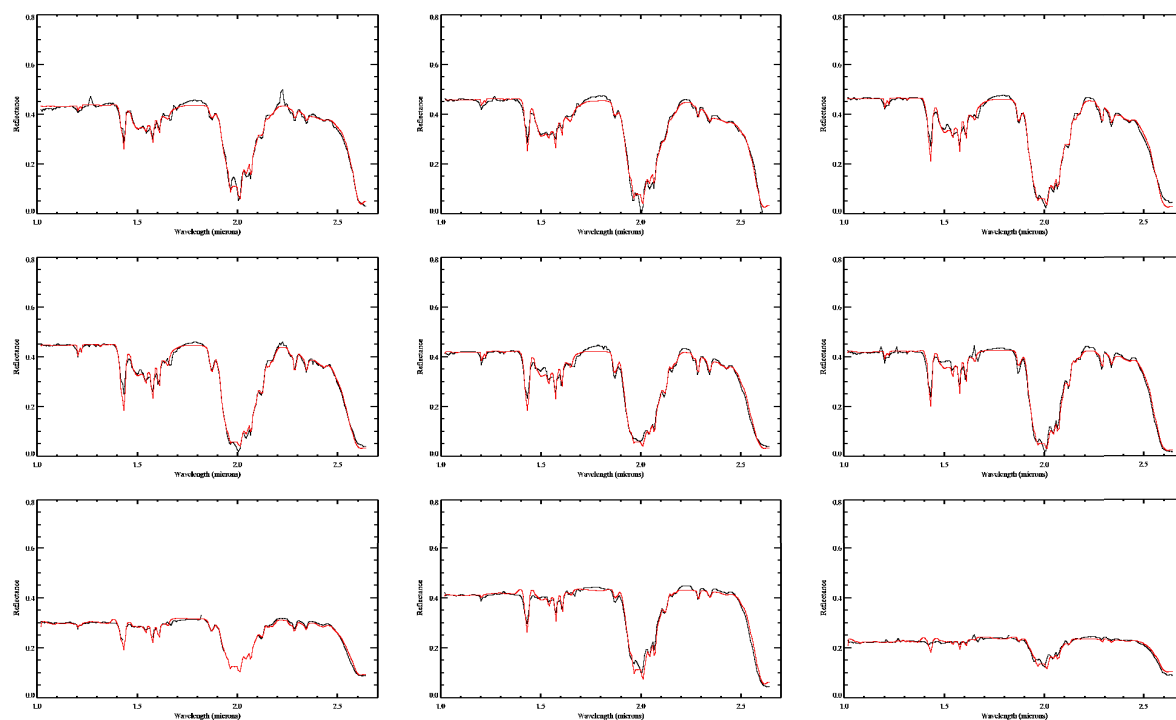


FIGURE 10.31 – Idem que la figure 10.26 pour le point TID.



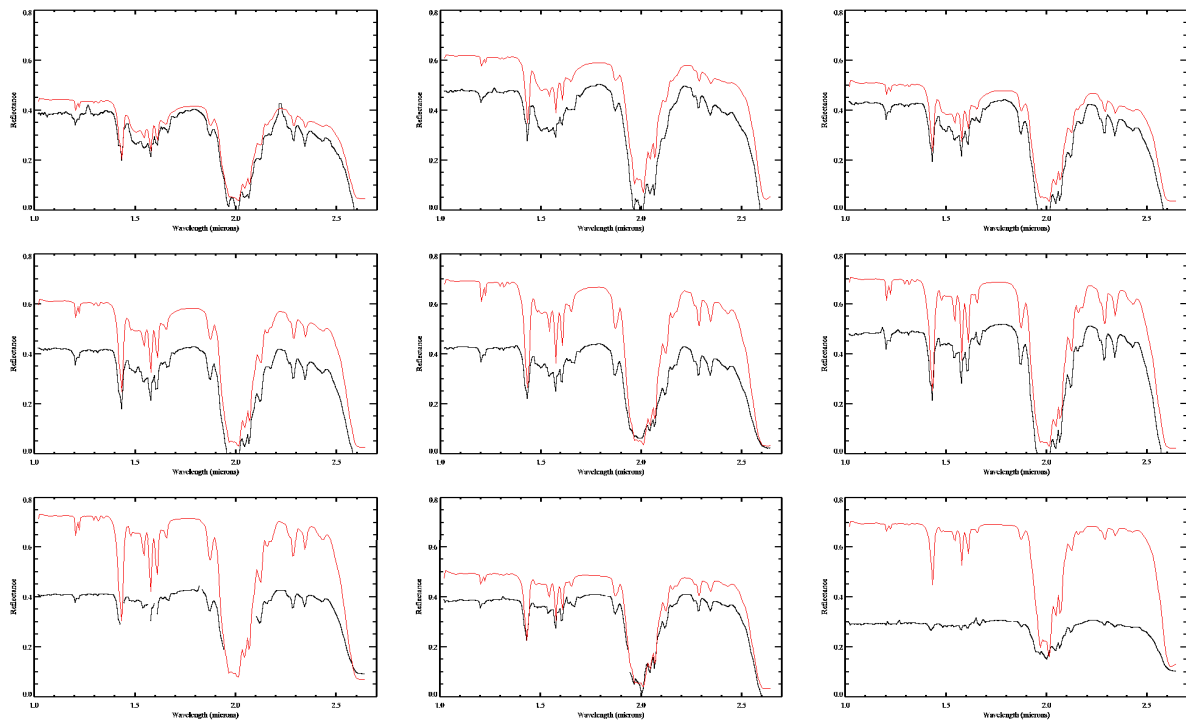


FIGURE 10.32 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, sans réajuster la donnée par rapport aux effets de correction, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ . Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.6.

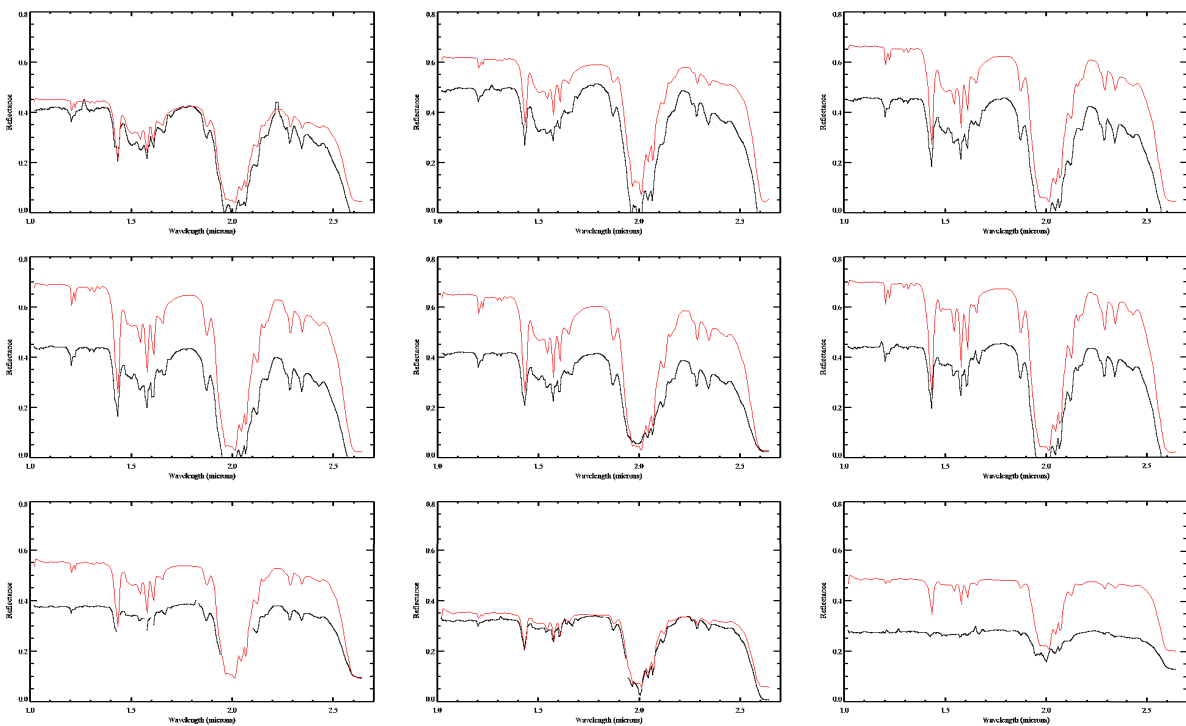


FIGURE 10.33 – Idem que la figure 10.32 pour le point CPE.

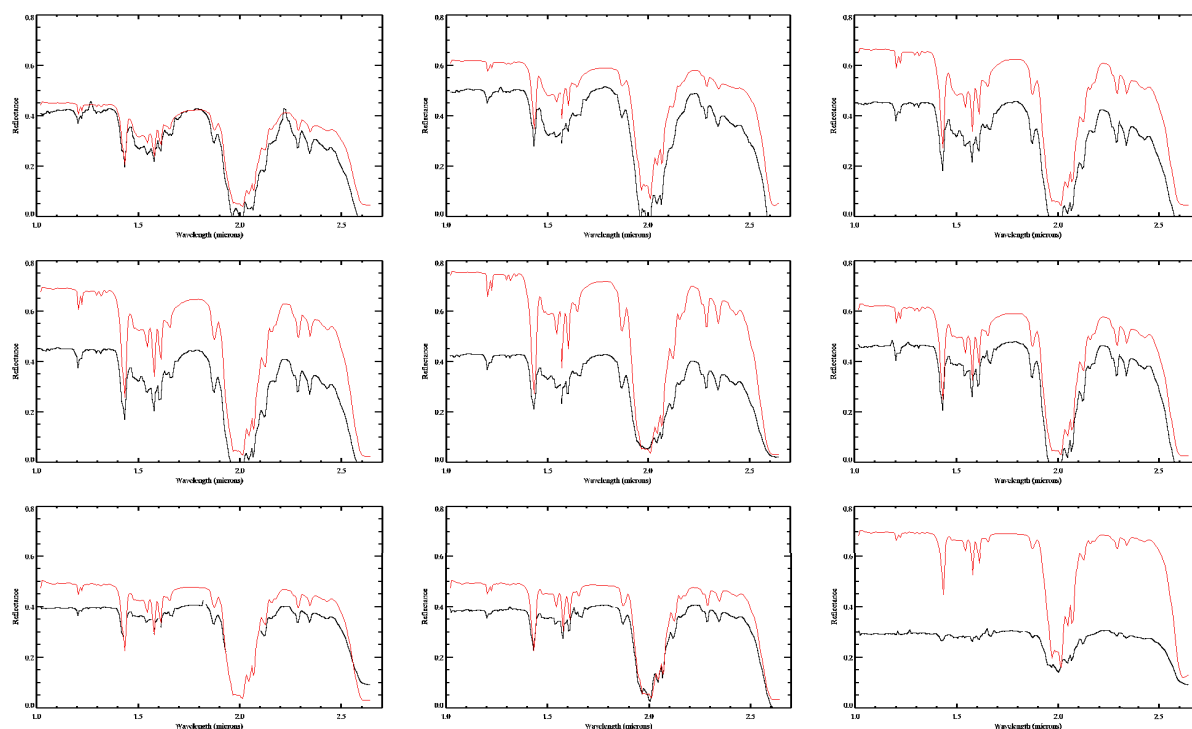


FIGURE 10.34 – Idem que la figure 10.32 pour le point CPO.

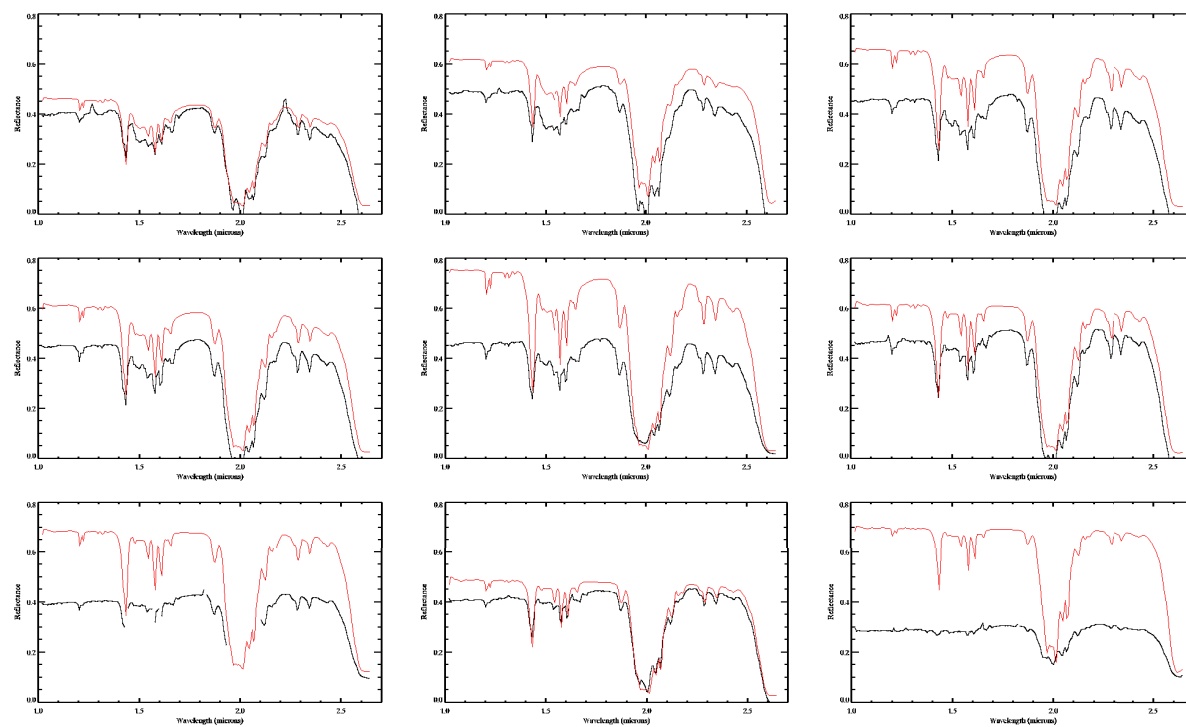


FIGURE 10.35 – Idem que la figure 10.32 pour le point CID.

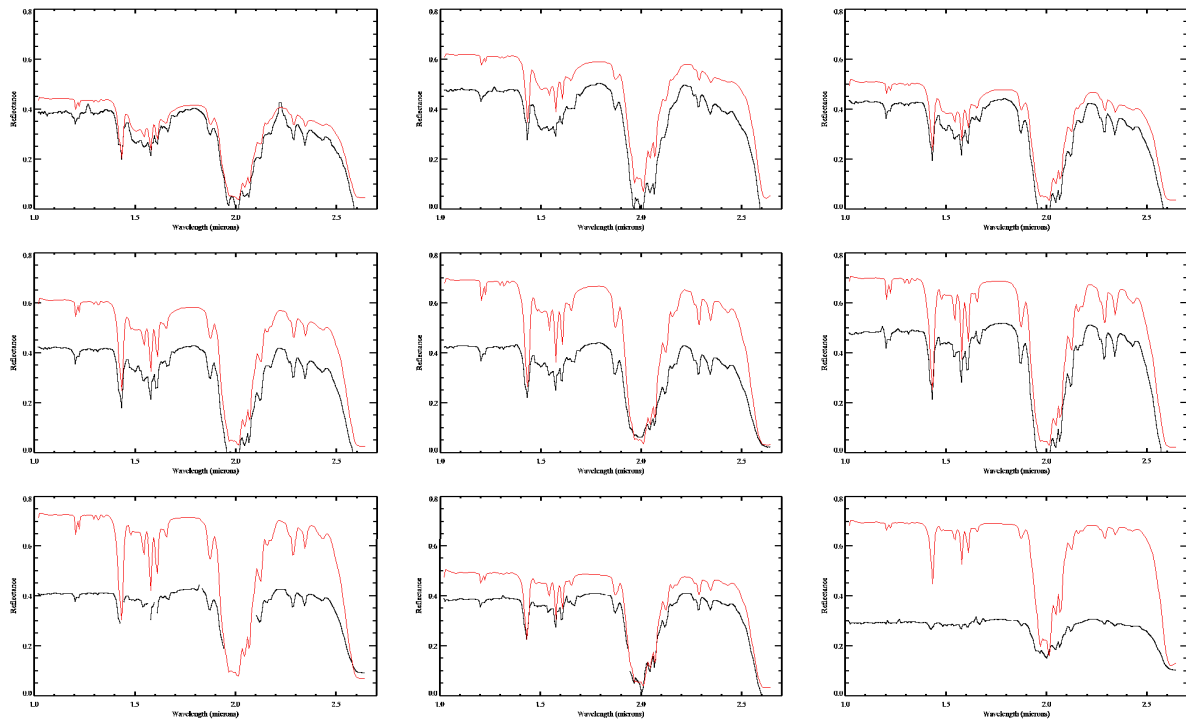


FIGURE 10.36 – Idem que la figure 10.32 pour le point TC.

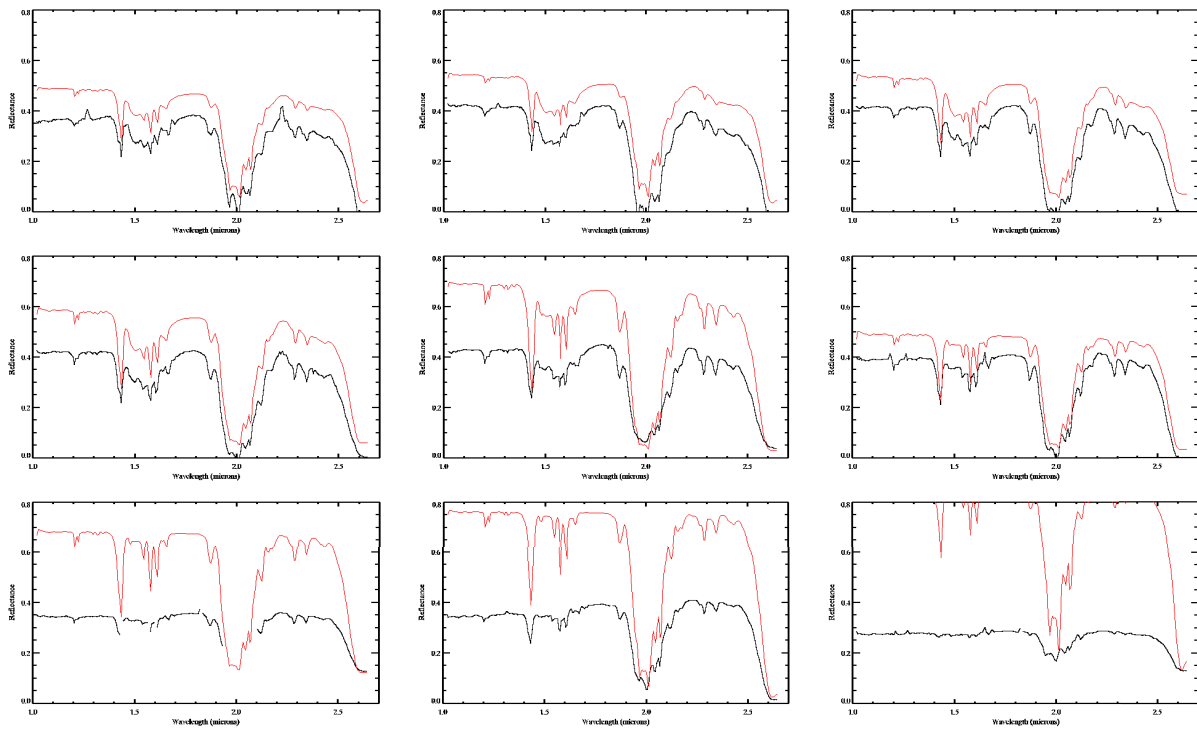


FIGURE 10.37 – Idem que la figure 10.32 pour le point TID.

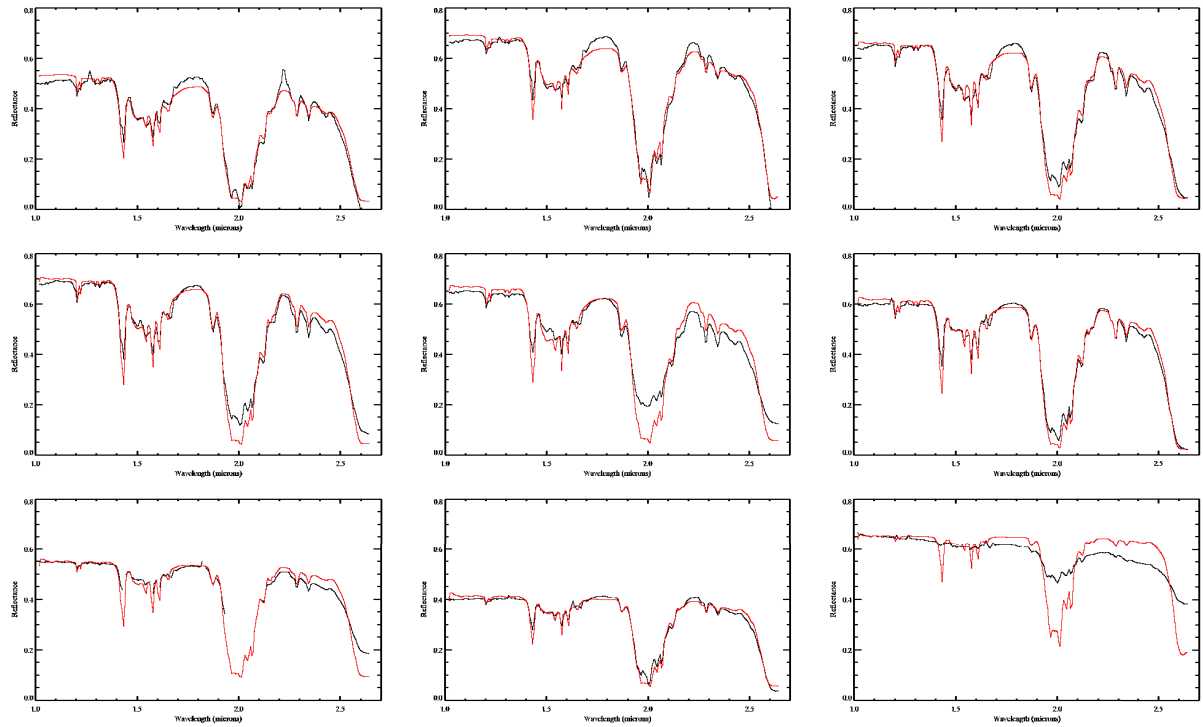


FIGURE 10.38 – Série temporelle des meilleurs ajustements obtenus en utilisant le modèle de Douté & Schmitt (1998) pour le point CC, de gauche à droite et de haut en bas pour des longitudes solaires de  $L_S = 181.5^\circ$  à  $L_S = 248.5^\circ$ , en réajustant la donnée par rapport au niveau de déformation estimé. Mêmes échelles et ordre que sur la figure 10.4.

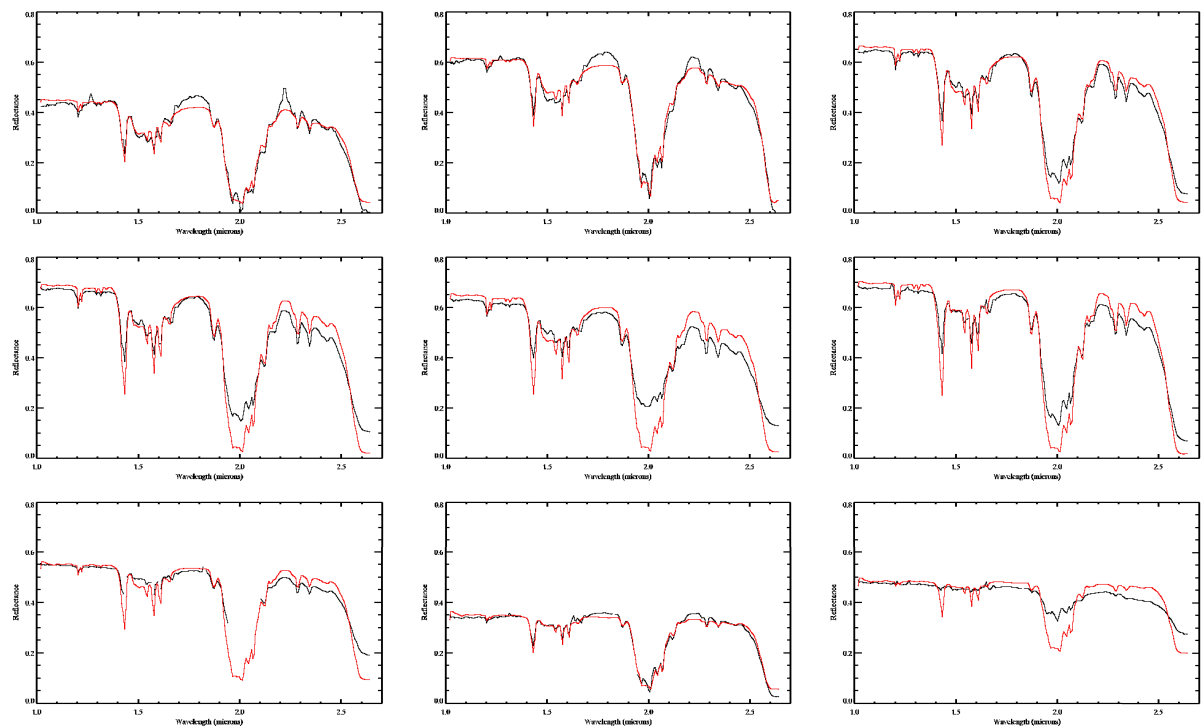


FIGURE 10.39 – Idem que la figure 10.38 pour le point CPE.

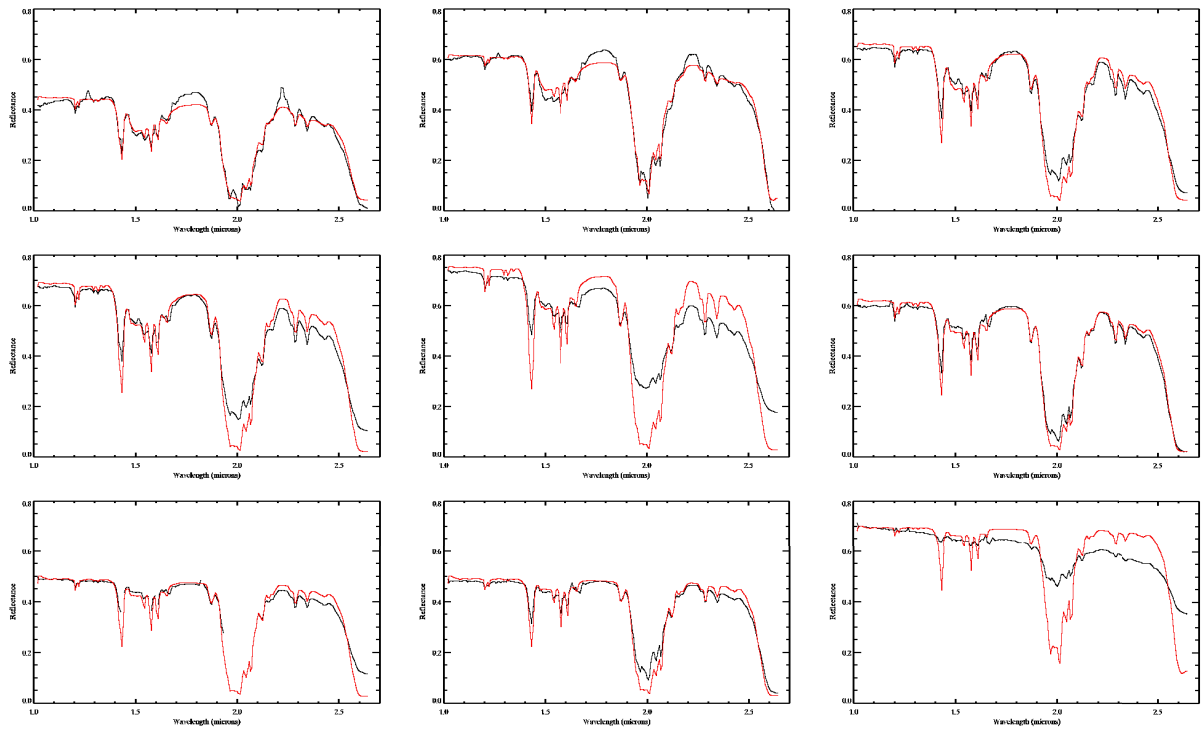


FIGURE 10.40 – Idem que la figure 10.38 pour le point CPO.

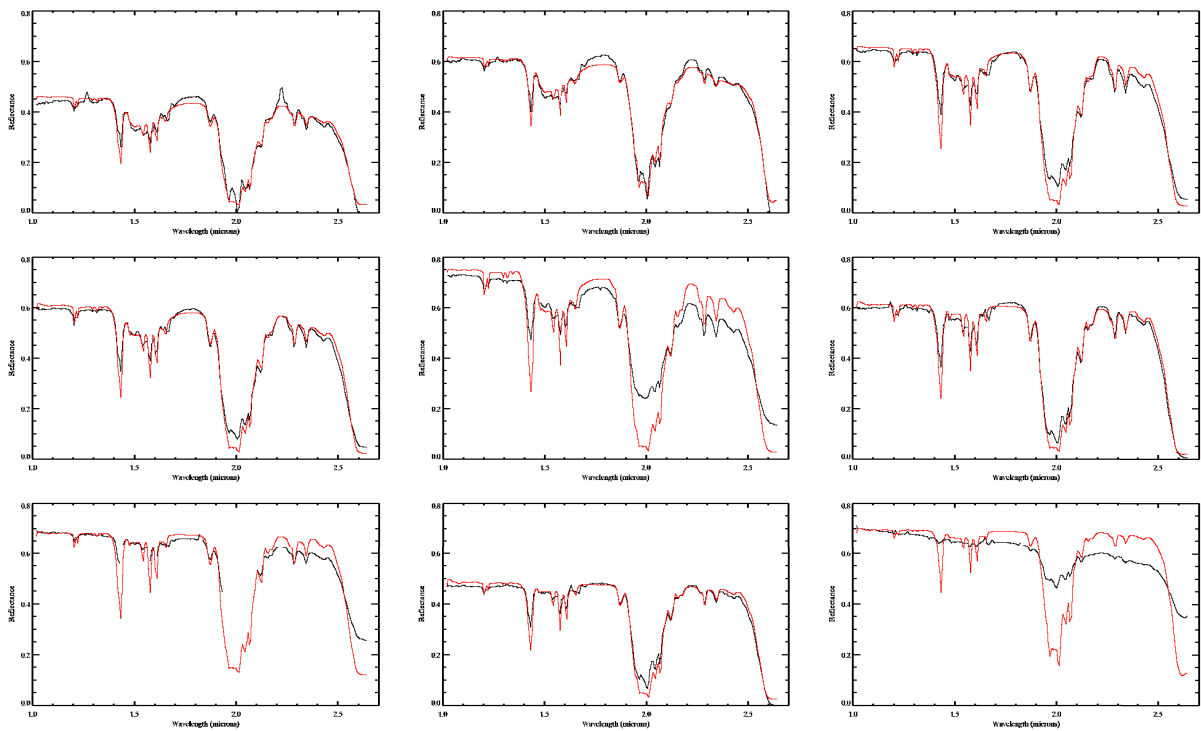


FIGURE 10.41 – Idem que la figure 10.38 pour le point CID.

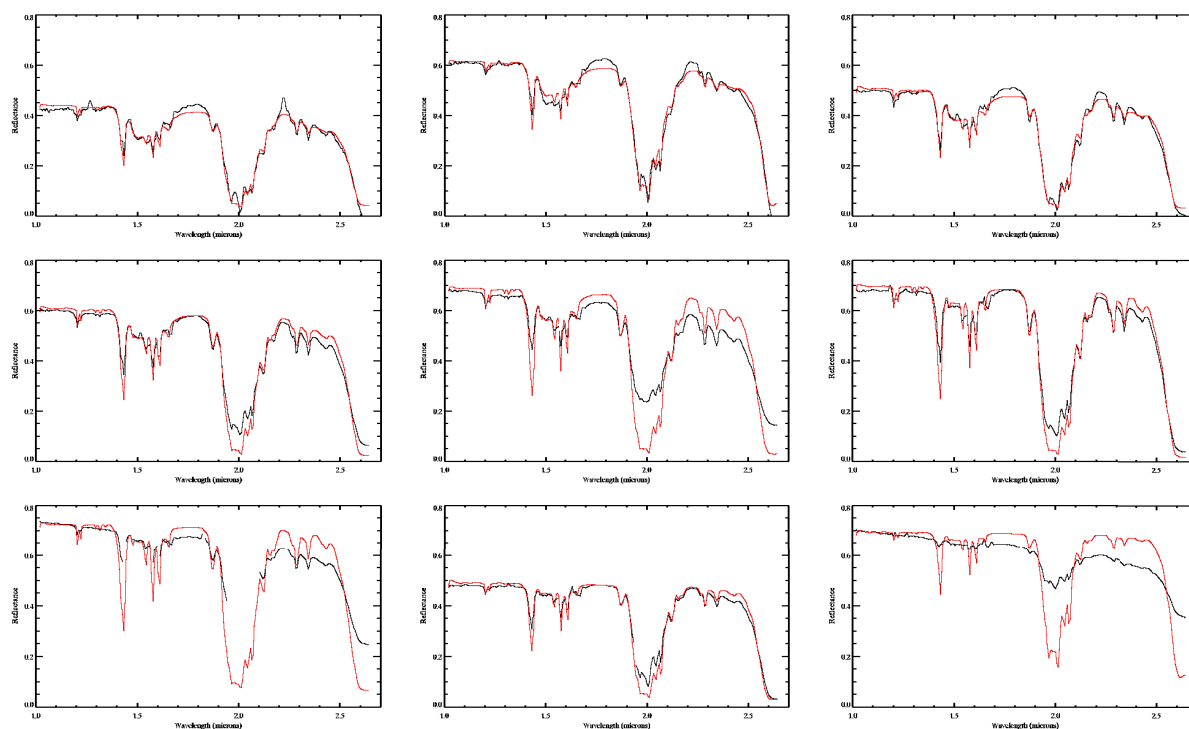


FIGURE 10.42 – Idem que la figure 10.38 pour le point TC.

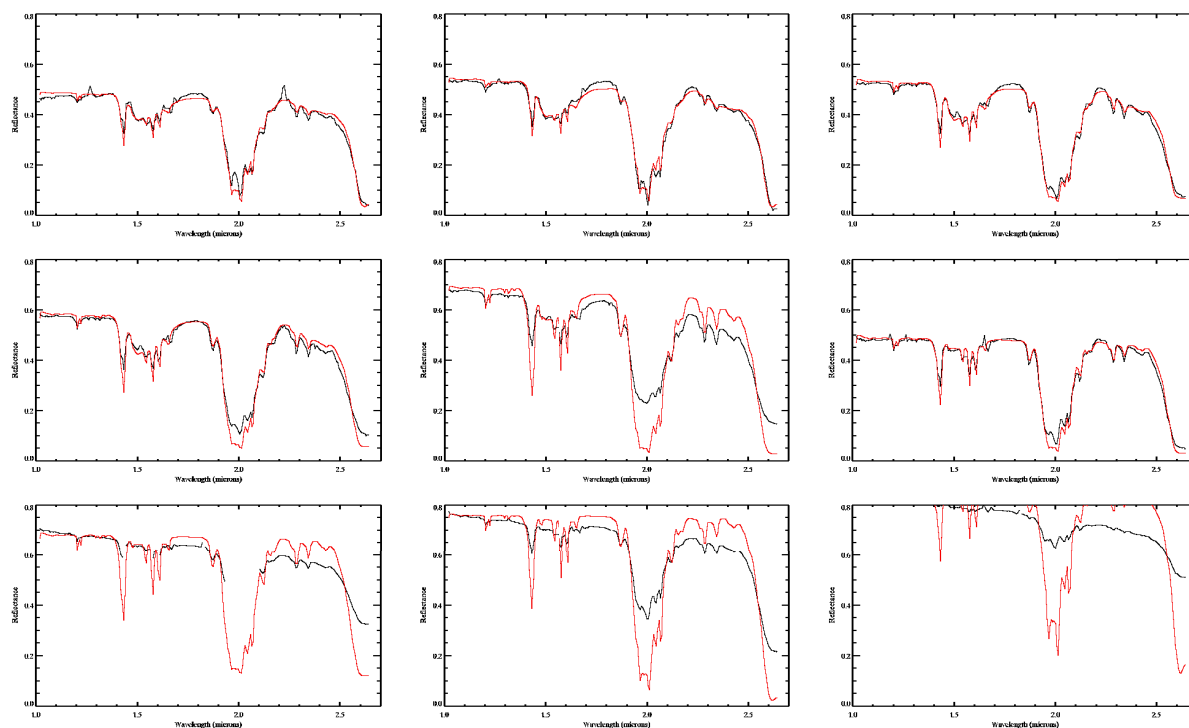
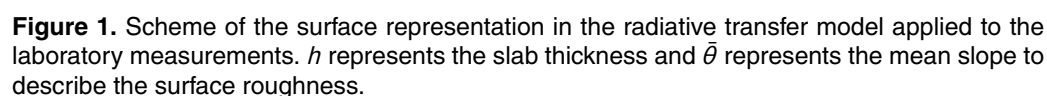
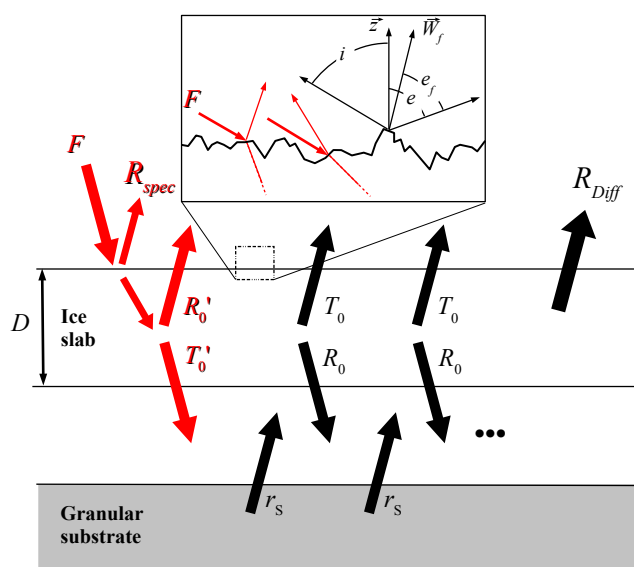


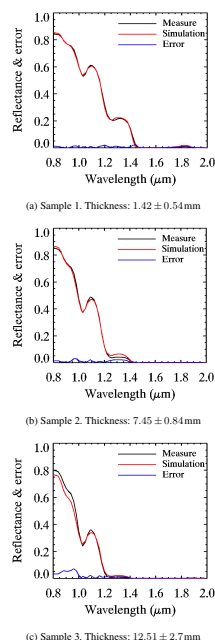
FIGURE 10.43 – Idem que la figure 10.38 pour le point TID.



5159

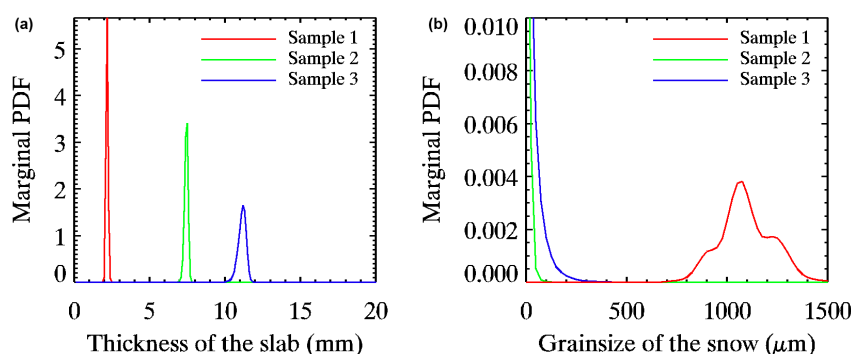


**Figure 2.** Illustration of the radiative transfer in the surface. Anisotropic transits are represented in red.  $F$  is the incident radiation flux,  $R_{\text{spec}}$  and  $R_{\text{Diff}}$  are respectively the specular and diffuse contributions to the reflectance of the surface,  $r_s$  is the Lambertian reflectance of the granular substrate, and  $R_0$  and  $T_0$  are respectively the total reflection and transmission factors of the slab layer. A prime indicates an anisotropic transit. The reflection and transmission factors are different in the cases of isotropic or anisotropic conditions. The granular and slab layers are artificially separated in this figure to help the understanding of the coupling between the two layers. Top: illustration of the reflections and transmission at the first interface, used in the calculations of  $R_{\text{spec}}$  and the determination of the amount of energy injected into the surface.  $z$  is the normal to the surface,  $\mathbf{W}_i$  the local normal to a facet,  $i$  and  $e$  are respectively the incidence and emergence angle, and  $\theta_i$  is the local emergence angle for a facet. Each different orientation of a facet will lead to a different transit length in the slab. A more detailed description can be found in Andrieu et al. (2015).



**Figure 7.** Measured and best match of simulated reflectance spectra for the geometry of the best match for each sample: at incidence  $40^\circ$ , emergence  $10^\circ$  and azimuth  $140^\circ$  for sample 1 **(a)**; at incidence  $40^\circ$ , emergence  $20^\circ$  and azimuth  $45^\circ$  for sample 2 **(b)**; and at incidence  $60^\circ$  and emergence  $0^\circ$  for sample 3 **(c)**. The thicknesses indicated in the captions were measured before putting the sample into the spectro-goniometer, and the errors are given at  $2\sigma$ . The absolute differences are shown in blue on each graph. The simulated spectra well reproduce the data within the range of a priori uncertainties. For sample 3 **(c)**, the reflectances in the  $0.8\text{--}1.0\text{ }\mu\text{m}$  range are not very well reproduced. The model cannot match the high levels of the measurement. This could be explained by a change in the experimental protocol, leading to the condensation of very fine frost at the bottom of the slab layer.

5165



**Figure 8.** Marginal probability density functions a posteriori for **(a)** the thickness of the slab  $\mathcal{P}\{p_1(i)\}$  and **(b)** the grain size of the snow substrate  $\mathcal{P}\{p_2(j)\}$  for the three samples, and for the geometries described in Fig. 7. The functions are very sharp and very close to Gaussian for the thickness of the slab **(a)** but are broad for the grain size of the substrate **(b)**. The thickness is well constrained by the inversion, whereas the grain size of the substrate cannot be determined with high precision.

5166

TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion



TCD

9, 5137–5169, 2015

## Radiative transfer model for contaminated slabs: experimental validations

F. Andrieu et al.

Title Page

Abstract

Introduction

Conclusions

References

Tables

Figures

◀

▶

◀

▶

Back

Close

Full Screen / Esc

Printer-friendly Version

Interactive Discussion







**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Mots clés : Mars, Transfert Radiatif, Télédétection, Glace de CO<sub>2</sub>, Glace d'eau, Inversion massive**

**Résumé :** La planète Mars est le siège d'un climat complexe, caractérisé par des cycles du dioxyde de carbone et de l'eau, ainsi qu'un transport de poussière à toutes les échelles. Ces cycles se manifestent par la condensation saisonnière aux pôles de dépôts de glace de CO<sub>2</sub> et d'eau pendant la nuit polaire, et leur sublimation pendant le printemps local. Les cycles du CO<sub>2</sub>, de l'eau et des poussières sur Mars sont intimement liés. Un processus saisonnier actif illustre bien ces liens : les jets de gaz froid, déclenchés par la sublimation saisonnière des dépôts de CO<sub>2</sub>, pouvant mettre en suspension des poussières du régolite de manière durable dans l'atmosphère, et dont l'activité semble être modulée par les échanges d'eau à la surface.

L'objectif de cette thèse est de permettre l'utilisation des données d'imagerie hyperspectrale disponibles au maximum de leur potentiel, pour apporter de nouvelles contraintes sur les échanges saisonniers entre surface et atmosphère et sur les interactions entre les différents cycles (CO<sub>2</sub>, eau, poussières), en se focalisant sur les jets de gaz froid. Pour cela, un modèle semi-analytique de transfert radiatif dans les glaces compactes, ainsi qu'une méthode efficace d'inversion ont été développés et validés.

Le modèle de transfert radiatif permet de décrire l'interaction de la lumière avec une couche de glace de manière quantitative d'après les paramètres suivants : épaisseur de la couche, proportions volumiques et tailles des impuretés, rugosité de la surface. Il repose sur plusieurs hypothèses majeures : optique géométrique, milieux continus par morceaux, inclusions quasi-sphériques. L'approximation des

deux flux est utilisée pour le transfert au sein de la couche mais la réflexion spéculaire en surface est estimée en tenant compte de la variabilité des facettes de la rugosité surfacique. Ce modèle a été validé numériquement et sur des données de laboratoire et des tests numériques. La méthode d'inversion consiste à créer des bases de données synthétiques d'après le modèle de transfert radiatif pour déterminer les jeux de paramètres les plus probables pour reproduire une mesure donnée. L'inversion repose sur le formalisme bayésien : les grandeurs manipulées sont décrites par des densités de probabilités. Ceci permet la prise en compte de manière réaliste des incertitudes sur la donnée et le calcul d'une incertitude a posteriori sur le résultat de l'inversion.

Une étude ciblée d'un site d'intérêt a été menée pour tester et démontrer l'applicabilité de cette démarche à l'inversion massive de données de spectro-imagerie.

Nous avons déterminé l'état de surface du champ de dunes du cratère de Richardson (72°S, 180°W), choisi car il présente de fortes interactions entre cycle de l'eau et du CO<sub>2</sub>, une importante activité saisonnière de jets froids mais aussi une grande quantité de données disponible et une haute qualité du suivi temporel. Le suivi des caractéristiques de surface sur ce site montre une diminution de l'épaisseur de la couche de glace pendant le printemps cohérente avec les estimations des modèles de climat. Nous avons pu estimer et faire le suivi du contenu en eau et en poussière pour discuter le scénario de formation des jets froids. Nous avons proposé un nouveau mécanisme de mise en suspension des petits grains d'eau.

**Titre : Caractérisation des surfaces glacées de Mars par imagerie hyperspectrale : inversion du transfert radiatif.**

**Keywords : Mars, Radiative Transfer, Remote Sensing, CO<sub>2</sub> ice, Water ice, Massive inversion**

**Abstract:** Mars has a complex climate characterized by carbon dioxide and water cycles and dust transport at all scales. These cycles are mainly controlled by the seasonal condensation of CO<sub>2</sub> and water ice deposits at high latitudes during the polar night and their sublimation during the local spring. There are many interactions between the CO<sub>2</sub>, water and dust cycles on Mars and they influence each other. An active seasonal process illustrates particularly well these links: the cryoventing, cold CO<sub>2</sub> gas jets triggered by seasonal sublimation of CO<sub>2</sub> deposits, which can hurl dust from the regolith in suspension into the atmosphere durably, and whose activity seems to be modulated by the exchange of water at the surface.

The purpose of this thesis is to allow the use of the available hyperspectral imaging data to their full potential, to bring new constraints on seasonal exchanges between surface and atmosphere and the interactions between the different cycles (CO<sub>2</sub>, water, dust), focusing on cold gas jets. To achieve this, a semi-analytical radiative transfer model for compact ices and an effective inversion method were developed and validated.

The radiative transfer model describes the quantitative interaction of light with a slab, using the following parameters: thickness of the layer, volume proportions and grain-sizes of impurities, surface roughness. It is based on several key assumptions: geometrical optics, piecewise-continuous media quasi-spherical inclusions. The two-stream approximation is used for the radiative transfer inside the layer, but the surface

specular reflectance is estimated taking into account the variability of the facets orientations from the surface roughness. This model was validated both numerically and on laboratory data.

The inversion method consists in exploring synthetic databases generated by the radiative transfer model and determining the most likely sets of parameters to reproduce a given measure. The inversion is based on the Bayesian formalism: the manipulated variables are described by probability density functions. This allows taking into account realistic uncertainties on the data and enables to calculate a posteriori uncertainties on the result of the inversion.

A focused study was conducted on a area of particular interest, to test and prove the applicability of this approach to the massive inversion of spectro-imaging data.

We determined the surface properties of the Richardson Crater dune field (72°S, 180°W), chosen because it shows strong interactions between the water and CO<sub>2</sub> cycles, a major seasonal cryoventing activity, but also a large amount of data available and a high quality temporal monitoring. The monitoring of surface characteristics on this site shows a decrease in the thickness of the ice during the spring consistently with climate models simulations. We were able to estimate and monitor the content of water and dust in order to discuss the formation scenario of cold jets. We proposed a new mechanism of small water ice grain suspension.

